

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR-INGÉNIEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Gérard JOURDET

Ingénieur E.S.E

1^{re} Thèse :

ETUDE ET REALISATION D'UN DISPOSITIF DE PULSATION DE FAISCEAU PAR
REGROUPEMENT MAGNETIQUE DANS LE DOMAINE DE LA NANOSECONDE.

2^{me} Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 9 Juillet 1964 devant la Commission d'Examen :

MM. A.SARAZIN

Président

J.DEPRAZ

Examineurs

L.FEUVRAIS

P.DUMONTET

Invité

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR-INGENIEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Gérard JOURDET

Ingénieur E.S.E

1^{re} Thèse :

ETUDE ET REALISATION D'UN DISPOSITIF DE PULSATION DE FAISCEAU PAR
REGROUPEMENT MAGNETIQUE DANS LE DOMAINE DE LA NANOSECONDE.

2^{me} Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 9 Juillet 1964 devant la Commission d'Examen :

MM. A.SARAZIN

Président

J.DEPRAZ

L.FEUVRAIS

}
Examineurs

P.DUMONTET

Invité

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER Henri,

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER
MOUSSA, JAFFARD, DOUIN, Henri EYRAUD, DE -
JARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD, BOLDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie



MM. CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique Nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique Nucléaire
DREUX	Chimie organique
TEICHER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
FRAISSE	Mathématiques
LUBET	Physiologie
PHILBERT	Physique Nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique
DEPRAZ	Physique Nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie

Professeurs sans Chaire

MM. GAUME	Physique
FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN	Physique S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale

Maîtres de Conférences

Mle	MAITROT	Physique
Mme	ERICSON	Physique générale
MM.	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique
	MARTEL	Mécanique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	PERNET	Mathématiques
	CHERY	Physique
	BERGEON	Physique C.S.U.
Mle	GAUTHERON	Chimie biologique
MM.	MATHIEU	Mécanique des Fluides
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie organique
	PICARD Philippe	Mathématiques
	LEMOIGNE	Botanique
	DEMARCO	Géologie générale
	MICHEL Georges	Biochimie
	LEBRETON	Biologie végétale
	DAVID Jean	Biologie animale
	TOUSSET	Chimie propédeutique
	FEUVRAIS Louis	Physique Electricité
	PICARD Claude	Mathématiques
	SCHMITT Roger	Physique M.P.C.

Maître de Conférences adjoint

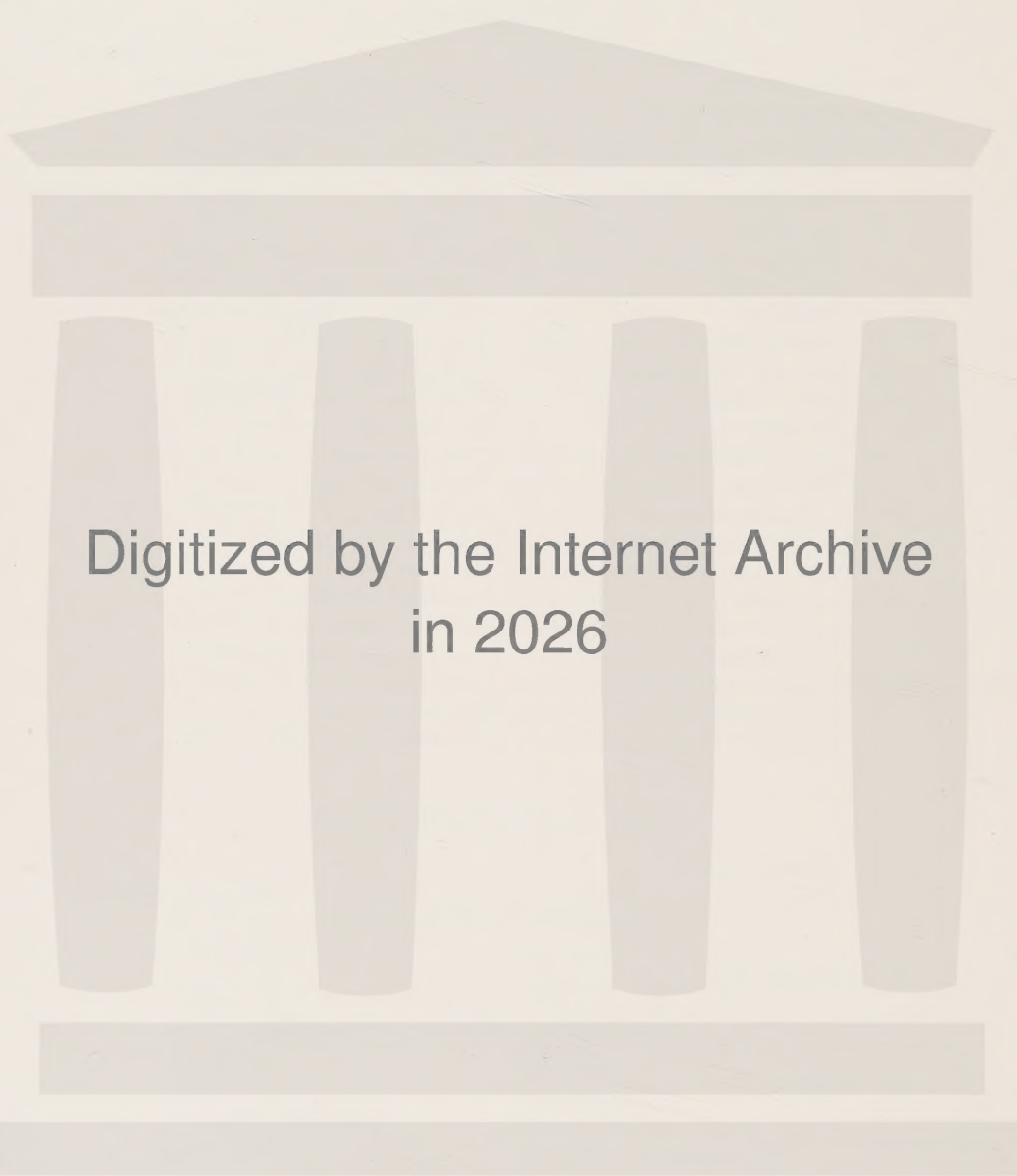
M. PIERRON

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554209_0039

AVANT - PROPOS

Le dispositif de regroupement magnétique qui fait l'objet de la présente thèse a été réalisé à l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger sur l'accélérateur électrostatique Van de Graaf de 3 MeV, type vertical, dont dispose l'Institut. Je tiens à remercier Monsieur le Professeur BLANC - LA-PIERRE de la bienveillante hospitalité qu'il m'a accordée dans ce laboratoire qu'il dirigeait alors, pour entreprendre les travaux de cette thèse et des nombreux conseils qu'il m'a prodigués pour la bonne marche de cette entreprise.

J'exprime ma profonde gratitude à l'égard de Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon auprès de qui j'ai trouvé en toutes circonstances aide et sympathie. C'est sous sa direction que ce travail avait été commencé à Alger ; je tiens d'autant plus à le remercier qu'il s'est toujours intéressé à mes travaux, me donnant directives et conseils précieux.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur DUMONTET Directeur de l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger d'avoir accepté de participer à mon jury ; qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements sincères pour toutes ses initiatives en ma faveur ou en celle du montage que j'ai réalisé.

Qu'il me soit permis d'associer à ce travail le nom de mon ami GALIANA, actuellement au CERN : quand j'ai abordé en effet cette étude Monsieur GALIANA en avait déjà défini les traits principaux ; c'est grâce à la collaboration efficace que nous avons su créer entre nous, de longs mois durant, que nous avons pu mener à bien bon nombre de difficultés et que

j'ai pu poursuivre seul la mise au point du dispositif de pulsation jusqu'à son stade actuel.

Il m'est très agréable de remercier tous les Professeurs et Maîtres de Conférences de la Faculté des Sciences d'Alger qui m'ont tout au long de ces recherches, fait profiter de leurs connaissances particulières en certains domaines de cette étude : que MM. BARJON, BASILE et LAMBERT soient assurés ici de ma profonde gratitude pour toutes leurs suggestions et leurs conseils. De même je tiens à remercier ceux de la Faculté des Sciences de Lyon qui ont bien voulu s'intéresser à mon travail et en particulier MM. DEPRAZ et FEUVRAIS.

Je tiens enfin à dire ma reconnaissance à tous mes amis de l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger pour leur aide et leur participation parfois, à mes travaux. Plus particulièrement je veux remercier sincèrement M. CHAUTARD pour la bonne marche de l'accélérateur, MM. FLAMANT et CREMET pour leur participation dans les domaines électroniques de la haute fréquence et de la mesure et M. CALDERO pour le soin qu'il a apporté à la mise au point de certains éléments de la pulsation.

J'ai bénéficié pour accomplir ce travail d'une bourse-thèse du Commissariat à l'Energie Atomique. Je tiens à en remercier vivement Monsieur le Haut Commissaire.

SOMMAIRE

I - GENERALITES

1 - INTRODUCTION

2 - DETERMINATION D'UNE ORIGINE DES TEMPS

3 - TECHNIQUES DE PULSATION

- Pulsation de la source de l'accélérateur
- Pulsation des particules après accélération
 - . Déviation du faisceau
 - . Regroupement des particules

II - ELEMENTS DE LA PULSATION

1 - PRINCIPES DU REGROUPEMENT

2 - CARACTERISTIQUES DU REGROUPEMENT

- Fréquence
- Conditions de focalisation
- Longueurs des trajectoires
- Caractéristiques de la compression

3 - ABERRATIONS DU SYSTEME

- Aberration d'origine cinématique
- Epaisseur du faisceau primaire
- Stabilité de l'énergie
- Charge d'espace
- Loi de champ, loi de balayage
- Intensité

III - LE DISPOSITIF DE REGROUPEMENT

1 - LE SECTEUR MAGNETIQUE

- Caractéristiques générales
- Double focalisation
- Longueurs des trajets ; Rotation des faces
- Surface polaire
- Projet de l'aimant
- Alimentation

2 - LE DISPOSITIF DE DEFLEXION

- Armatures : caractéristiques générales
- Théorie du système
- Calcul de la tension haute fréquence
- Mise en oeuvre expérimentale
- Oscillateur 10 MHz, 1 kw

3 - LES DISPOSITIFS ANNEXES

- Lentilles quadrupolaires électrostatiques
- Eléments de boîte à vide
- La pré-pulsation
 - . Méthodes de pré-pulsation
 - . Réalisation pratique

IV - LE SYSTEME DE MESURES

1 - METHODES DE MESURE

- Observation directe de l'impulsion
- Mesure par réaction secondaire
- Mesure par réaction nucléaire

2 - EXPERIMENTATION

- Montage électronique et détection
- Etalonnage du convertisseur temps-amplitude
- Variations du regroupement en fonction de la puissance de balayage
- Mesure de l'impulsion préliminaire
- Mesure de l'impulsion de regroupement
- Variations du regroupement en fonction de l'énergie
- Regroupement fonction de la pré-pulsation

3 - INTERPRETATION DES RESULTATS

- Rendement
- Résolution

V - CONCLUSION

VI - BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE I

GENERALITES

I - INTRODUCTION

La notion de pulsation de faisceau est acquise depuis fort longtemps et l'intérêt qui s'y rapporte, utilisé dans de nombreuses applications, comme la spectrométrie des neutrons lents par temps de vol, par exemple ou la détermination des constantes nucléaires des modérateurs classiques.

Avec le développement, il y a une dizaine d'années, des techniques de l'électronique rapide, on a été amené à considérer de nouveaux domaines de recherches intéressants. La précision bientôt obtenue dans la définition des instants zéro de réaction a permis en effet d'entreprendre diverses mesures concernant :

- La spectrométrie par temps de vol des neutrons rapides.
- La détermination de la durée de vie de certains niveaux excités.
- La discrimination entre les différents processus conduisant à l'émission de particules du même type mais à des instants différents.
- L'évaluation de certaines causes d'imprécision et leur réduction comme la séparation des effets de réaction dus aux neutrons réfléchis sur les murs ou la réduction du bruit de fond des dispositifs détecteurs en ne les laissant fonctionner qu'au moment où doit se produire l'évènement étudié.

II - DETERMINATION D'UNE ORIGINE DES TEMPS

Il s'agit toujours dans la plupart des cas de déterminer un intervalle de temps séparant l'instant de la production du phénomène étudié, de l'instant zéro de réaction.

La définition du temps zéro peut être obtenue de différentes façons ; on procède généralement par :

- détection d'un événement se produisant lors de l'avènement du phénomène, généralement détection de l'émission d'une particule intervenant en même temps que lui ; c'est la méthode dite de la particule associée que G.K. O'NEIL (1) a utilisée le premier ; ou bien détection d'un rayonnement gamma se produisant simultanément avec la réaction observée : cas des travaux de O.B. JAMES et P.B. TRACY (2).
- détection d'un événement secondaire se produisant lors du vol de la particule initiale responsable de la réaction déclenchée. Il peut s'agir d'une réaction annexe comme l'émission d'électrons issus d'une feuille d'or recouvrant la matière fissile, dans l'étude de l'énergie des fragments de fission par exemple, ou au contraire d'un phénomène électro-magnétique de détection du passage des particules dans un cylindre situé avant la cible : ex. synchronisation par induction telle que CRANBERG (3) l'a réalisée dans sa pulsation.

Ces deux types de méthodes définissant l'instant zéro de la réaction observée sont spécifiques de cette réaction et ne peuvent s'appliquer qu'à des cas particuliers, somme toute assez rares, étant donné le nombre de conditions à remplir pour pouvoir utiliser la méthode avec suffisamment de succès.

Il a donc été jugé intéressant d'élaborer une méthode indépendante du mécanisme de la réaction, donc susceptible de définir l'origine des temps quel que soit le phénomène physique étudié. C'est pour répondre à cette nécessité qu'on s'est efforcé d'étudier les possibilités offertes par la pulsation d'un faisceau de particules chargées pour produire les réactions nucléaires.

III - TECHNIQUES DE PULSATION

Les techniques de pulsation diffèrent par leur principe de fonctionnement et les moyens qu'elles exigent pour parvenir aux résultats attendus. Elles ont toutes pour but de produire des impulsions suffisamment courtes devant la durée du phénomène étudié, avec une fréquence de répétition qui doit être telle que chaque impulsion soit à tout point de vue indépendante des autres. L'espace ménagé entre chaque impulsion doit ainsi tenir compte d'une part des caractéristiques des détecteurs (temps mort, temps de résolution) et d'autre part de la durée de l'ensemble des phénomènes qu'on peut être amené à considérer.

L'étude statistique d'événements aléatoires succédant à d'autres événements intervenant au hasard, peut également conduire dans certains cas à des résultats intéressants et imposer à la suite des impulsions qui situent les événements dans le temps différentes conditions mathématiques (A. Blanc Lapierre et P. Dumontet (4)).

Parmi tous les procédés qui ont été proposés on peut distinguer certaines méthodes générales de pulsation.

1) Pulsation de la source

Cette pulsation s'opère à des énergies relativement faibles ce qui limite la difficulté et l'encombrement des réalisations. Elle intervient en différents niveaux du mécanisme d'ionisation à haute fréquence qui donne naissance aux particules chargées.

- action sur la tension de haute fréquence ; hachage par blocage de l'oscillation ; réalisation de LALANDE (5).
- blocage de l'extraction du faisceau : BECKURTS (6)
- ionisation dans la source par passage d'électrons émis à partir de cathodes froides ou chaudes et oscillant dans des champs magnétiques axiaux : J. FLINTA, R.C. VEENSTER (7).

Ces méthodes permettent l'utilisation d'un faisceau intense, produi-

sent des impulsions à fréquence variable et bruit de fond faible mais limitent la durée des impulsions à quelques microsecondes.

On peut cependant améliorer l'impulsion obtenue et avoir après accélération une impulsion longue de 10^{-7} à 10^{-8} sec. en faisant balayer le faisceau au sortir de la source devant une fente suffisamment étroite. Les tensions de déflexion sont faibles étant donné la vitesse des particules (inférieures à 1000 v.) mais le courant obtenu est naturellement réduit. C'est ainsi qu'ont opéré GOOD, GIBBONS (8) et TURNER et BLOOM (9).

Dans tous les cas cependant on assiste à un élargissement de l'impulsion durant le transit des particules à l'intérieur du tube accélérateur en raison des fluctuations de la tension d'accélération au cours du déplacement et des différents trajets optiques empruntés.

2) Pulsation des particules après accélération

On peut distinguer deux principes de pulsation :

- le balayage du faisceau devant une fente étroite
- le regroupement des particules

a) Déviaton du faisceau :

Cette méthode a été utilisée simultanément par G. BOUGNOT et J.J. SAMUELI (10) GOLDRIN et BIRK (11) CRANBERG et LEVIN (12)

L'intérêt d'une telle méthode est sa simplicité de fonctionnement et de mise en oeuvre ; son inconvénient majeur est le faible courant de faisceau obtenu après pulsation : par exemple, pour un taux de répétition de 10 MHz le courant est réduit dans un rapport 100 si les impulsions font en moyenne une nanoseconde de large. A plus basse fréquence ce rapport grandit proportionnellement. On ne peut cependant pas envisager de travailler à plus de 10 MHz car l'électronique de comptage et de détection dépasse rarement des fréquences de répétition supérieures à cette valeur.

On assiste également dans cette méthode à la présence de rayonne-

ments parasites dus à l'action du faisceau sur le plan du diaphragme de pulsation ; des protections supplémentaires sont donc nécessaires pour ne pas masquer le phénomène étudié.

b) Regroupement de particules

Le regroupement consiste essentiellement à assurer au niveau de la cible la simultanéité des particules afin d'obtenir des impulsions de grande amplitude de courte durée et de valeur moyenne de l'ordre du courant initial.

- Regroupement par variation d'énergie

On applique ici le principe de fonctionnement des tubes à ondes progressives du type klystron : on module en effet la vitesse des particules constituant le paquet admis dans le système, durant leur passage à travers le dispositif de regroupement. FLEROV et TAMANOV (13) ont mis au point un procédé de pulsation par modulation de vitesse appliquée à un faisceau de 200 KeV avec une fréquence de répétition de 5 MHz. La longueur du montage était de 3,50 m. environ non compris une pré-pulsation par fente à la même fréquence.

RIPOUTEAU (14) a repris le même principe pour pulser le faisceau de 250 KeV issu de l'accélérateur Ariane de Grenoble ; il a réalisé un montage d'une longueur du même ordre de grandeur et a travaillé à une fréquence plus élevée, dix megahertz.

Ce système de pulsation conduit pour des faisceaux d'énergie moyenne inférieure à 500 KeV, à des résultats intéressants : FLEROV a obtenu des impulsions de $5 \cdot 10^{-10}$ sec., RIPOUTEAU a produit des paquets de neutrons d'une durée de 2,1 nanosecondes.

Dès que l'on fait croître cependant l'énergie, le dispositif prend des proportions très importantes, si l'on veut le conserver sous sa forme simple, compte tenu des tensions de regroupement utilisables. Un calcul montre que la zone efficace de modulation (espace de champ) est de 150 cm environ à 200 KeV, de 11 m. à 600 Kev et de plusieurs dizaines de mètres à 3 MeV.

La méthode conduit également à une certaine dispersion du faisceau en énergie ; d'autre part il n'y a regroupement qu'en un point seulement de l'espace de vol des particules et l'on doit placer la cible en ce point pour disposer des meilleures performances.

- Regroupement par variation de la forme de la cible

SHAPIRO (15) a proposé une méthode de pulsation assujettissant le faisceau de particules à parcourir une trajectoire hélicoïdale (action d'un champ électrique tournant d'amplitude constante) : la focalisation en temps dans ces conditions est obtenue par l'utilisation d'une cible en spirale épousant la forme du faisceau à la sortie du système de regroupement.

D'après KANE (16) tout le faisceau atteint la cible durant un court intervalle de temps ($0,8 \cdot 10^{-10}$ sec.) il n'y a pas de réduction du courant moyen et les variations d'énergie sont nulles ; toutes les particules reçoivent le même accroissement d'énergie par passage dans le dispositif.

L'inconvénient de cette méthode, c'est la difficulté de réalisation de la cible hélicoïdale ainsi que les effets secondaires que provoque la forme de cette cible, comme les fluctuations de temps de vol par exemple depuis le lieu de la réaction jusqu'au détecteur.

- Regroupement par variation du chemin parcouru

Cette méthode de pulsation, proposée par Mobley (17) consiste à faire parcourir des chemins différents aux diverses particules du faisceau de façon à ce qu'elles arrivent sur la cible au même instant. On utilise à la fois un balayage électrique et un champ magnétique. Le balayage est effectué sous l'action d'un champ électrique à haute fréquence qui répartit ainsi le faisceau incident sur la face d'entrée d'un secteur où règne un champ magnétique. Sous l'action de ce champ les particules suivent des trajectoires différentes qui dépendent de la valeur du champ en chacun des points de la trajectoire. A la sortie du secteur, toutes les trajectoires sont rectilignes, comme au sortir du balayage.

Il y aura effectivement regroupement si d'une part toutes les trajectoires se recoupent en un même point au niveau de la cible (problème de focalisation des secteurs magnétiques) et si d'autre part les différences de longueurs entre les divers parcours ont compensé les retards ou les avances que les particules avaient par rapport à une origine des temps dans le faisceau initial.

L'obtention du regroupement est donc dépendante de plusieurs paramètres à définir et à ajuster en vue du meilleur résultat : il est évident en effet qu'il doit exister une relation entre les deux éléments principaux, le balayage et le regroupement magnétique, pour parvenir au meilleur regroupement ; l'une des lois étant donnée il semble théoriquement possible de définir les caractéristiques de l'autre pour que chaque particule se retrouve bien sur la cible, à l'intérieur de l'impulsion très étroite que le système doit pouvoir géométriquement fabriquer.

Parmi toutes ces méthodes de pulsation nous avons jugé intéressant d'étudier plus précisément la dernière solution de regroupement (regroupement magnétique). Nous nous sommes tout particulièrement attachés dans ce travail à mettre en évidence les paramètres caractéristiques du système et étudier leur influence sur la résolution de l'appareillage.

Dans une première partie nous définissons ainsi le principe général du fonctionnement du dispositif et considérons au fur et à mesure de leur intervention les principaux éléments paramétriques, ainsi que leur articulation mathématique.

Dans un deuxième chapitre nous décrivons la réalisation de l'électroaimant de regroupement tel qu'il se déduit des principes de la méthode compte tenu du compromis nécessaire entre ces principes et la réalisation pratique. On trouve également dans ce chapitre une seconde partie consacrée à la mise au point du dispositif de balayage tel qu'il doit être conçu pour être efficace et d'une mise en oeuvre aisée.

Ce chapitre consacré aux problèmes de la réalisation de l'appareillage se termine par une étude des divers dispositifs annexes qui complètent le système de regroupement sans cependant participer aux fondements selon lesquels le principe de la pulsation a été conçu.

Dans un dernier chapitre nous avons enfin groupé l'étude des différentes méthodes de mesure possibles, ainsi que les résultats expérimentaux obtenus pour le regroupement par utilisation de la réaction $H_1^3 (p,n) H_2^3$ avec des protons de 2 MeV.

CHAPITRE II

ELEMENTS DE LA PULSATION

I - PRINCIPES DU REGROUPEMENT

La pulsation consiste à faire parcourir aux particules des trajectoires de longueurs différentes afin d'assurer leur simultanéité au niveau de la cible où a lieu la réaction étudiée. La vitesse des mobiles sur leurs trajectoires étant la même, on ne considère pour le calcul du regroupement que les diverses longueurs des trajets empruntés.

La différence maximum de longueur entre les trajectoires des particules fixe la capacité du regroupement et détermine la durée du paquet qu'on peut admettre à l'entrée du système.

Le regroupement des particules à l'intérieur du paquet s'effectue au niveau d'un élément pris comme référence des temps ou des positions et qui effectue pour son propre compte un trajet de longueur L_0 . Considérons maintenant une particule située à t secondes d'écart de la particule référence à l'entrée ; après un trajet de longueur L on la retrouve sur la cible située à t_a secondes de la référence. Le problème consiste à rendre t_a aussi petit que possible, compte tenu des diverses aberrations du système.

Les trajectoires L et L_0 sont toutes deux tangentes à l'axe du faisceau initial et font entre elles au niveau du point objet un angle β .

On peut développer L sous la forme :

$$L - L_0 = \alpha_1 \beta + \alpha_2 \beta^2 + \alpha_3 \beta^3 + \dots$$

Les α ne dépendent que de la géométrie du système.

D'autre part le trajet L est caractéristique de la particule définie par t , et β ne définit qu'une seule trajectoire L : on a donc $\beta = f(t)$, la fonction f étant biunivoque et uniforme. Dans ces conditions on peut développer la loi de balayage $\beta = f(t)$ et écrire :

$$f(t) = f(0) + t f'(0) + \frac{t^2}{2} f''(0) + \dots$$

ce qui donne

$$L - L_0 = \alpha_1 \left[f(0) + t f'(0) + \dots \right] + \alpha_2 \left[\dots \right]^2 + \dots$$

$$\text{soit } L - L_0 = \alpha_1 f(0) + t \left[\alpha_1 f'(0) \right] + t^2 \left[\frac{\alpha_1 f''(0)}{2} + \frac{f'^2(0)}{4} + \frac{f(0) f'''(0)}{6} \right] + \dots$$

Le temps d'arrivée s'exprime par :

$$t_a = t + (L - L_0)/v \quad v \text{ étant la vitesse de la particule, } t \text{ sa position d'entrée.}$$

d'où

$$t_a = \frac{\alpha_1}{v} f(0) + t \left[1 + \frac{\alpha_1}{v} f'(0) \right] + \frac{t^2}{v} \left[\frac{\alpha_1 f''(0)}{2} + \frac{f'^2(0)}{4} + \frac{f(0) f'''(0)}{6} \right] + \dots$$

Dans cette expression on peut négliger les termes en t^2 car si t est de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-8} sec. (longueur du paquet à l'entrée), t^2 donne un terme de l'ordre de 10^{-14} à 10^{-16} sec. Comme d'autre part v est grand et que l'expression entre crochets ne l'est pas, on est conduit à :

$$t_a = \frac{\alpha_1}{v} f(0) + t \left[1 + \frac{\alpha_1}{v} f'(0) \right]$$

où f est la fonction de balayage.

Pour que le regroupement soit réalisé, c'est à dire pour que t_a soit indépendant de t et bien plus petit que lui, il est nécessaire que l'on ait :

$$f(0) = 0 \quad \text{et} \quad f'(0) = -v/\alpha_1$$

La première condition est relative à la loi de balayage f , la seconde fait intervenir f' et α_1 qui est un des paramètres de la loi du champ magnétique.

En effet la caractéristique essentielle du regroupement, c'est la correspondance qui existe entre la loi du balayage et celle des trajectoires c'est à dire la relation qui lie les fonctions f et la topographie du champ magnétique.

On peut convenir que la loi du balayage, traduisant l'action d'un système extérieur sur le faisceau, doit correspondre à un phénomène physique tel que la variation de champ électrique ou magnétique.

Etant donné les fréquences mises en jeu (de plusieurs MHz), le temps de balayage devant être de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-8} sec., la loi $f(t)$ ne peut traduire que les variations d'une tension électrique appliquée entre deux plaques de déflection.

Le domaine d'énergie des particules est compris entre 1 et 3 MeV. Dans ces conditions pour avoir des déflections de quelques degrés (5 à 10°) sous l'action d'une tension appliquée sur les armatures d'un condensateur, il est nécessaire de disposer d'une amplitude de 10 à 15 kV, pour des protons par exemple ; il semble par conséquent indiqué, avec ces valeurs de la tension, de choisir une tension sinusoïdale pour balayer le faisceau au niveau de la déflection électrostatique.

Le balayage étant donné, la topographie du champ magnétique se présente ainsi : on peut convenir pour rendre les trajectoires différentes selon le temps t d'entrée des particules dans le système, de faire agir le champ magnétique, en des points particuliers de l'espace, la valeur du champ en ces points pouvant varier au cours du temps.

Si en un point du secteur le champ est fonction du temps, la loi de variation est périodique, le balayage du faisceau s'opérant au niveau de la déflection selon une fréquence de plusieurs MHz. Les fréquences de variations doivent être égales pour que la pulsation soit définie ; or la réalisation d'un champ magnétique de plusieurs milliers de gauss à la fréquence d'une dizaine de MHz est un problème qui ne peut être simplement résolu avec des moyens de laboratoire.

Il reste alors la possibilité d'avoir une forme particulière, avec en chaque point, une valeur du champ magnétique, différente selon les coordonnées du point, mais constante au cours du temps. Il est possible d'imaginer un secteur magnétique à gradient de champ où selon leur place à l'entrée du secteur, les particules suivraient des trajectoires curvilignes correspondant à différentes valeurs de l'induction magnétique, donc à divers rayons de courbure. Une correction de la forme des faces d'entrée et de sortie du champ magnétique pourrait même tenir compte des défauts de linéarité du balayage dans l'angle du faisceau. Une étude géométrique théorique permettrait ainsi de montrer qu'il est possible de rendre $t_a = t + (L - L_0)/v$ identiquement nul pourvu que les trajectoires L soient telles que $L - L_0 = -v t$ dans le domaine où l'on considère t , c'est à dire pour la longueur d'un paquet admis à l'entrée.

La topographie du champ serait la suivante :

A l'intérieur d'un secteur dont la forme serait à retoucher sur les bords après définition de la loi de champ, on aurait une répartition des champs qui se ferait, pour le cas le plus simple, selon des cercles (lieux des points où $B = k$) dont les centres ne seraient pas forcément disposés sur le même axe. La loi $B = f(x, y)$ où x, y désignent les coordonnées d'un point du champ, associée à l'équation de la surface $S(x, y)$ qui définit le secteur magnétique, devrait permettre dans un cas au moins, de rendre le regroupement théoriquement parfait.

La réalisation pratique d'un tel champ magnétique apparaît cependant très difficile, les valeurs des champs en chacun des points du secteur devant être très bien définies. Le prix d'une telle réalisation en serait également extrêmement élevé étant donné le temps qu'il faudrait y consacrer et les techniques toutes particulières qu'il serait nécessaire d'y mettre en oeuvre.

Il nous a semblé intéressant en conséquence d'étudier les possibilités offertes par le regroupement dans un champ uniforme. Ce champ s'exerçant à l'intérieur d'un secteur, il est alors possible d'envisager de lui donner une

forme telle que cela constitue une correction à l'erreur introduite par la nature du champ. Ce sont en effet les modelés des faces d'entrée et de sortie des particules dans le champ qui modifient leurs trajectoires et par là même le temps que ces particules mettent pour aller du balayage à la cible. Nous calculerons ainsi la forme du secteur en nous plaçant dans de naturelles conditions de symétrie mais nous serons conduits à choisir des faces d'entrée et de sortie planes dont on se contentera d'adapter l'angle d'attaque au balayage. Ce sont toutes ces erreurs apportées par la réalisation, qui feront qu'il sera impossible d'avoir sur la cible une impulsion théoriquement de durée nulle. Ces erreurs ajoutées à d'autres aberrations dues au principe du regroupement ou à la qualité du faisceau, limiteront la durée de l'impulsion à quelques nanosecondes, ce qui pourra être encore satisfaisant pour la plupart des applications envisagées.

II - CARACTERISTIQUES DU REGROUPEMENT

La loi de balayage sinusoïdale s'exprime par la relation suivante

$\beta = \beta_m \sin \omega t$ qui lie l'angle β d'ouverture du faisceau au temps t .

Les conditions définies ci-dessus conduisent à :

	ω	pulsation de la tension
	v	vitesse de la particule
$\beta_m = \frac{-v}{\alpha_1}$	α_1	paramètre "magnétique"

1 - Fréquence

Pour un type de particules donné et pour un champ magnétique caractérisé, on a $\beta_m \omega = k$ ce qui montre que l'amplitude du balayage électrostatique est inversement proportionnelle à la fréquence. Avec les tensions disponibles dans notre appareillage nous avons convenu de choisir la fréquence égale à dix MHz ce qui permet de demeurer dans un domaine où l'électronique peut encore supporter de pareils taux de répétition ($10^7/\text{sec}$).

2 - Conditions de focalisation

L'objet du dispositif consiste à faire converger le faisceau après passage dans le dispositif de regroupement, au niveau d'une cible où a lieu une réaction nucléaire.

Le champ magnétique ayant été défini, ainsi que ses propriétés, ce sont la forme du secteur magnétique et surtout la position par rapport au faisceau des faces d'entrée et de sortie du secteur, qui déterminent les conditions de focalisation au niveau de la cible.

CARTAN (18) en étudiant les propriétés focalisantes des secteurs magnétiques a montré et calculé l'influence de l'angle d'attaque et de sortie de l'axe d'un pinceau conique sur une face de secteur magnétique. En appliquant certains de ses résultats on parvient à l'équation suivante qui donne la méridienne du secteur magnétique focalisant :

$$y = \frac{x(l-x)}{\sqrt{\rho^2 - x^2}}$$

où l'origine des coordonnées est à l'intersection de l'axe de symétrie avec la droite qui joint les points objet et image.

ρ est le rayon de courbure correspondant à l'induction B constante à l'intérieur du secteur. $\beta p = \frac{mv}{q}$; m, v, q masse vitesse et charge des particules

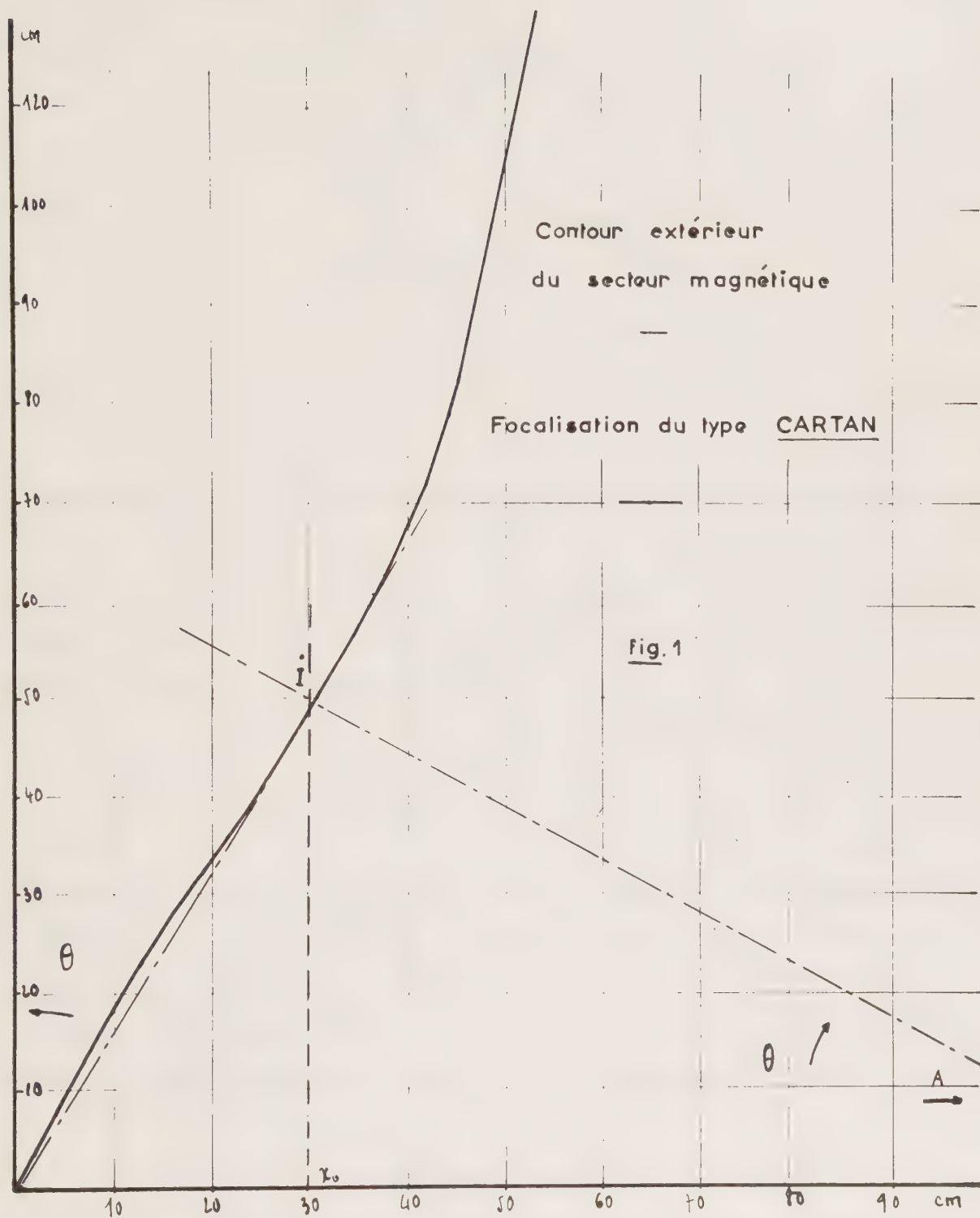
l représente la distance comptée sur l'axe du faisceau du point objet à la face du secteur.

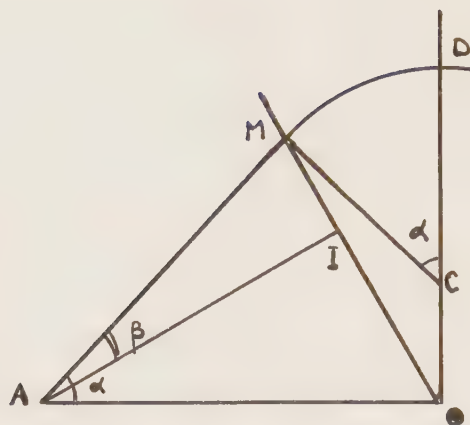
On a tracé ci-contre (figure 1) la courbe $y(x)$ pour $l = 120$ cm et $\rho = 60$ cm. Aux environs du point d'inflexion, on peut assimiler en première approximation la courbe à sa tangente.

3 - Longueurs de trajectoires

L'expression du trajet des particules en fonction de β découle des considérations précédentes. On a pour des rayons paraxiaux les longueurs suivantes entre les points objet A et image C (cible) :

$$L = 2 AM + 2 \widehat{MD} = 2 \left[l / \cos \alpha + \rho (\alpha - \tan \alpha) \right] ; \quad \rho = MC$$





On a tracé (figure 2) $L(\beta)$ pour β compris entre -10° et $+10^\circ$

$$\alpha = \theta + \beta \quad \theta = 30^\circ \text{ dans le cas de la figure}$$

L'expression du trajet ne conserve une signification physique que pour $-5^\circ < \beta < 5^\circ$.

Si l'on connaît la relation $\beta = f(t)$ on est à même de calculer la caractéristique du regroupement, c'est à dire de déterminer les temps d'arrivée t_a en fonction de t , écart en temps par rapport à l'axe du faisceau avant le regroupement magnétique.

si $L - L_0 = \alpha_1 \beta + \alpha_2 \beta^2 + \dots$ et $\beta = \beta_m \sin \omega t$

on doit remplir la condition $\beta_m \omega = -v / \alpha_1$

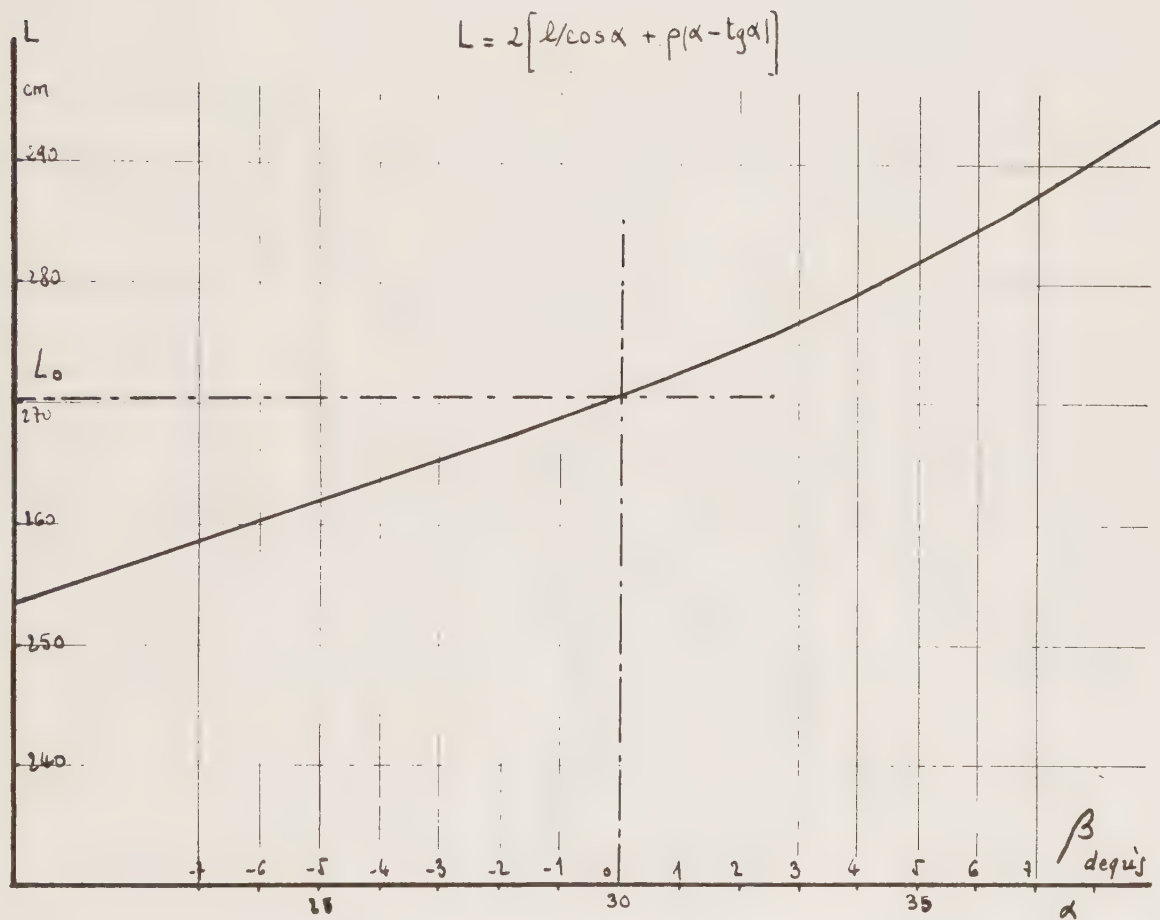
Le paramètre α_1 dans le cadre des approximations que nous avons faites pour définir le secteur magnétique et son induction peut aisément s'explicitier d'une manière géométrique en identifiant le développement de $L(\beta)$ en série et sa détermination géométrique : on trouve pour α_1 la valeur $\alpha_1 = 2\rho$, ρ étant le rayon de courbure des trajectoires dans le champ magnétique.

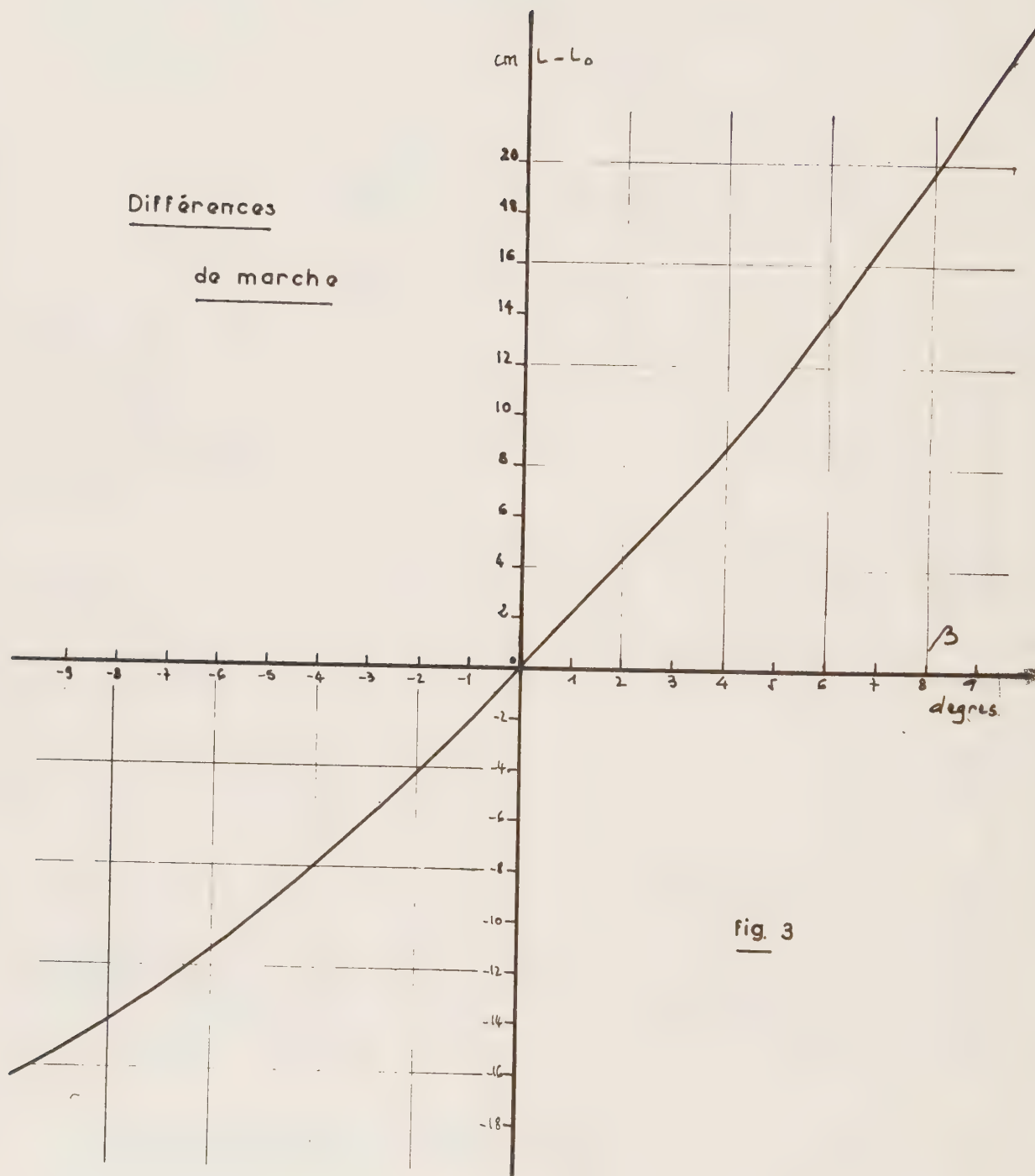
4 - Caractéristique de la compression

La tension de balayage étant fixée à une valeur telle que β_m soit égal à $-v/2\rho\omega$ en valeur algébrique, on peut calculer les temps d'entrée correspondant aux différents angles de balayage pour les modes de fonctionnement

Longueur des trajectoires

fig. 2

 $l = 120 \text{ cm}$ $\rho = 60 \text{ cm}$ 



suivants :

protons de 1 MeV	$v = 13,67 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	$\theta_m = 0,181 \text{ rad}$
protons de 1,5 MeV	$v = 16,95 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	$\theta_m = 0,225$
protons de 2 MeV	$v = 19,30 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	$\theta_m = 0,256$

On a tracé ci-contre (figure 4) les diagrammes $t_a = f(t)$ pour l'ensemble des valeurs suivantes :

$$l = 120 \text{ cm} \qquad \rho = 60 \text{ cm} \qquad \omega = 10 \text{ MHz}$$

Impulsion finale

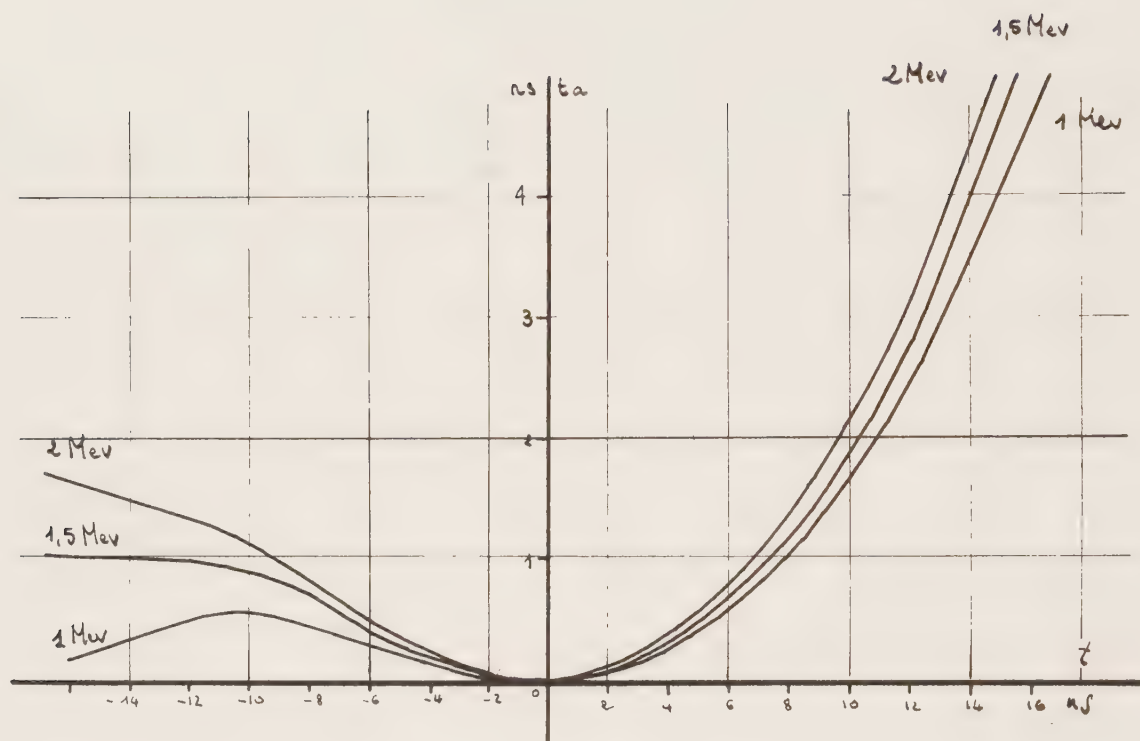
La caractéristique $t_a = f(t)$ montre que toutes les particules prennent un certain retard par rapport à la particule origine des temps ($\theta = 0$) : les particules en avance au début du regroupement effectuent un trajet trop long de quelques nanosecondes tandis que celles en retard conservent une partie de ce retard malgré la longueur de leur trajet ; le balayage sinusoïdal et le regroupement uniforme introduisent une dissymétrie dans la répartition des particules autour de l'origine.

On voit d'autre part que les valeurs de t_a ne sont pas beaucoup modifiées par les variations de l'énergie du faisceau : l'indépendance de t_a vis à vis des paramètres mécaniques du faisceau caractérise l'efficacité du regroupement.

De la caractéristique $t_a = f(t)$ on peut déduire deux résultats :

- la durée de l'impulsion de sortie en fonction de la longueur du paquet initial admis à l'entrée du système (figure 5).

- la forme de cette impulsion dans l'approximation d'un faisceau primaire à densité de charge constante, ce qui permet de définir un courant moyen I_0 (figure 6).

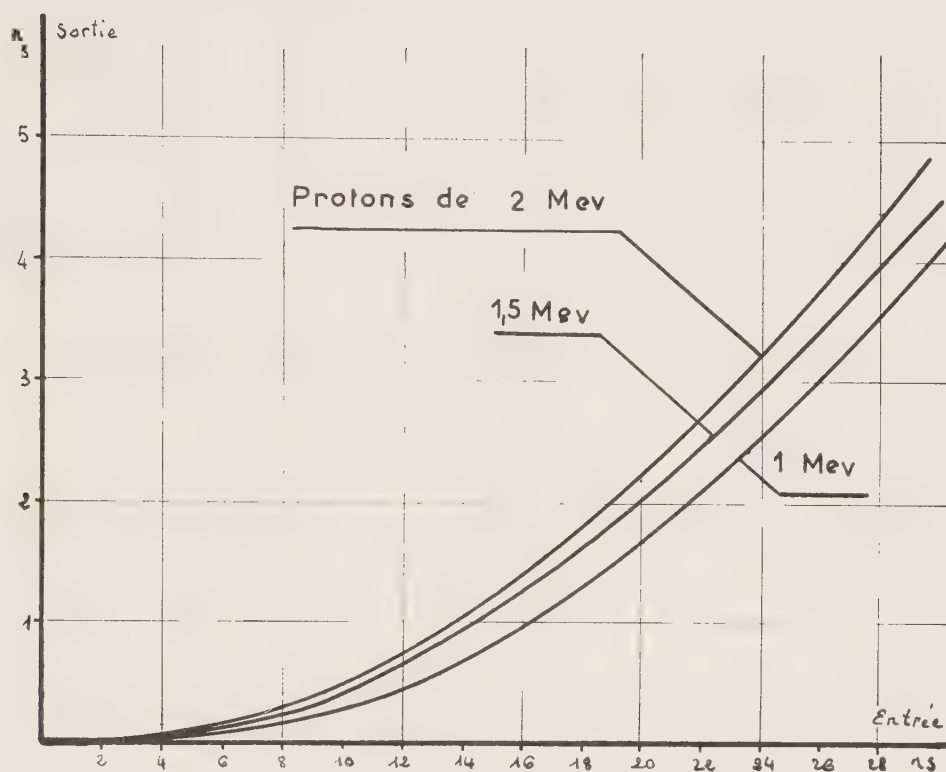


$$t_a = t + (L - L_0) / v$$

Caractéristique géométrique du regroupement

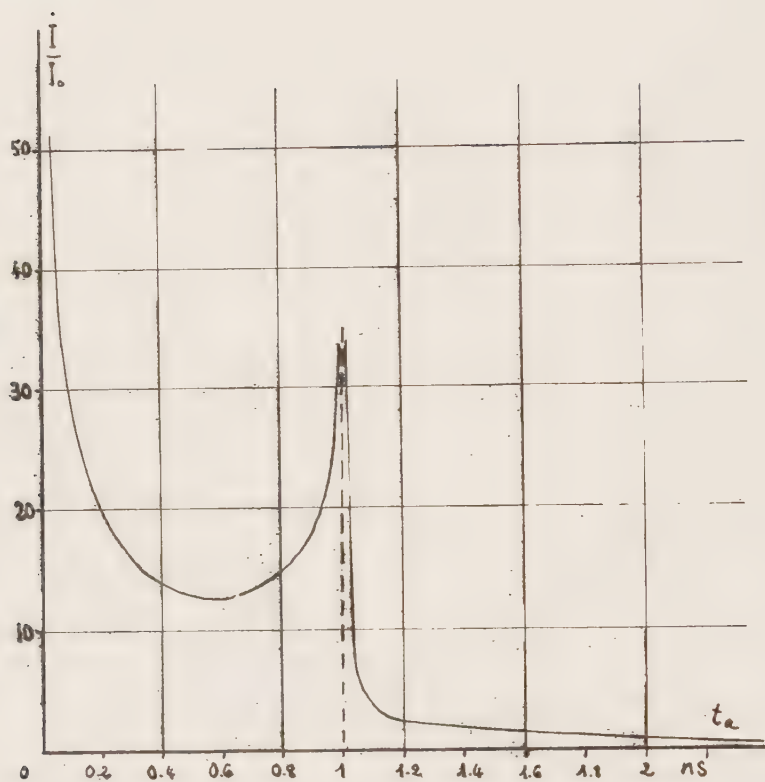
cas des protons

fig.4



Caractéristique du regroupement

fig.5



Regroupement théorique

Protons d'1,5 Mev

fig.6

Après le regroupement le courant I est donné par :

$$I = q \frac{dn}{dt_a} \quad q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ cb}$$

soit

$$I = q \frac{dn}{dt} \frac{dt}{dt_a}$$

dn : nombre de particules regroupées dans l'intervalle de temps dt_a
 t : paramètre temps avant regroupement

d'où

$$I = I_0 \frac{dt}{dt_a} = f(t_a)$$

Pour $t_a < 1 \text{ ns}$ on a deux valeurs de t (t_1 et t_2) pour une seule valeur de t_a .

Dans l'intervalle dt_a se trouvent donc les dn correspondant à deux intervalles dt_1 et dt_2 considérés autour de t_1 et t_2 : il convient donc entre 0 et 1 ns pour t_a , d'additionner en chaque t_a les valeurs des pentes des tangentes à la courbe $t_a = g(t)$.

L'allure générale de $I = k \frac{dt}{dt_a}$ où k est une constante présente

deux maxima. Pour $t_a = 0$ la courbe part de 0 car physiquement il est bien évident qu'avant l'arrivée de la première particule il n'y a aucun courant sur la cible. Dans les premiers intervalles de temps qui constituent l'impulsion cette intensité croît très vite pour redescendre ensuite vers $t = 0,5 \text{ ns}$ jusqu'à la valeur $I/I_0 = 12$. Si l'impulsion admise à l'entrée, dans le cas de protons de 1,5 MeV est inférieure à 14 ns., on n'a pas le deuxième maximum observé sur la courbe car t étant limité à 12,5 ns., t_a ne prend des valeurs qu'entre 0 et 1 ns. La courbe I/I_0 décroît ensuite vers 0 et représente alors le train de particules qui ont échappé à l'action focalisante du champ : c'est le bruit de fond.

En réalité l'existence d'une prédéflexion située avant le balayage fait en sorte que l'impulsion admise à l'entrée du système soit limitée au seul temps de balayage correspondant au type de particules et à leur énergie.

Dans ces conditions la durée de l'impulsion finale est limitée elle aussi et la caractéristique I/I_0 présente pour $t_a > 1$ ns., des allures différentes selon la durée de l'impulsion à l'entrée du balayage. En particulier l'existence d'un deuxième maximum sera très dépendante du type de particules, de leur énergie, donc du temps pendant lequel le faisceau aura été balayé.

A ces considérations il faut ajouter maintenant la présence dans le système de différentes aberrations qui ont pour effet d'élargir l'impulsion finale en donnant à t_a une imprécision supplémentaire sur la définition de ses valeurs.

Remarques

Pour déterminer la caractéristique $t_a = f(t)$ on a pris pour β_m , amplitude de la fonction $\beta = \beta_m \sin \omega t$, la valeur donnée par le calcul c'est à dire $\beta_m = v/2 \rho \omega$.

Cette manière de procéder montre qu'il s'opère un regroupement de particules autour de la particule "centrale" du paquet avec une répartition vers les temps élevés qui s'annule lentement. Ceci provient du fait que l'on ne limite pas physiquement en réalité l'impulsion initiale dans cette façon d'opérer, si bien que certaines particules se présentent dans le dispositif avec des β qui peuvent prendre des valeurs supérieures à 5° .

Or la face du secteur magnétique a une longueur finie de 191 mm ce qui correspond pour un point objet placé à 120 cm à la base d'un cône de 10° d'ouverture. Cette dimension finie, limite à 21 cm l'écart maximum qui existe entre les trajectoires extrêmes.

Nous verrons plus loin que la recherche expérimentale des conditions de regroupement consistera à donner à la tension de déflexion une valeur telle que les particules empruntant les trajets extrêmes arrivent simultanément sur la cible. Pour des particules de vitesse v cela signifiera que le balayage s'effectue en un temps Δt lié à la différence maximum ΔL des trajectoires par la relation $v \Delta t = \Delta L$.

Par hypothèse donc, dans le point de vue expérimental l'origine des temps à l'arrivée se trouve être le temps d'arrivée simultané des deux particules extrêmes. On peut essayer de voir, dans l'onde sortante comment se répartissent en fonction du temps les particules empruntant les trajets intermédiaires. Le calcul montre que l'ensemble des mobiles intermédiaires présente un certain retard à l'arrivée. Ce retard dépend de la place des particules dans le paquet initial, position repérée par un temps t variant de 0 à 12,5 ns. pour des protons de 1,5 MeV et de 0 à 10 ns. pour des protons de 2 MeV (figure 7).

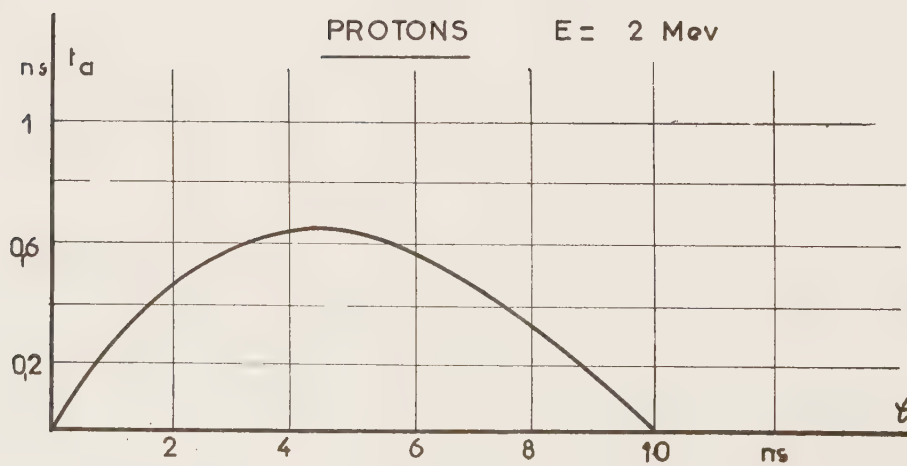
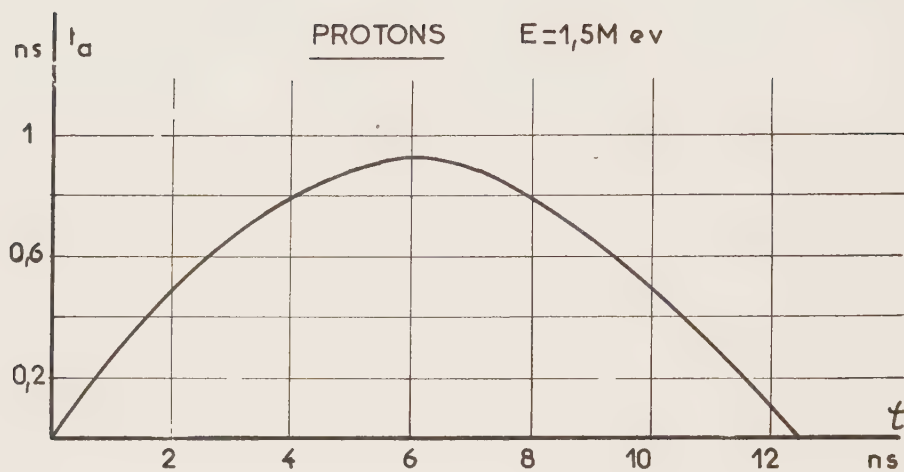
La durée de l'impulsion est représentée par la valeur maximum de t_a et la dérivée de la courbe $t = f(t_a)$ donne comme précédemment l'allure de la forme de cette impulsion.

Les deux méthodes d'obtention du regroupement, envisagé sous son aspect théorique puis expérimental conduisent à des résultats très peu différents sur la durée de l'impulsion et sur la valeur d'autres paramètres comme la tension de déflexion par exemple. On verra plus tard que cette différence ne dépasse pas 0,6 % ce qui autorise l'approximation de la méthode expérimentale.

III - ABERRATIONS DU SYSTEME

Nous considérons le dispositif réel dans l'hypothèse d'une attaque normale du rayon moyen ($\beta = 0$) sur la face du secteur magnétique ; on suppose d'autre part remplie la condition d'alignement des points objet, image et centre moyen de courbure des trajectoires.

Il y a deux sortes d'aberrations à considérer selon que l'on s'attache à déterminer des écartés en temps par rapport à la théorie du fonctionnement ou des défauts de focalisation, c'est à dire des perturbations géométriques apportées par le dispositif lui même ou l'un de ses modes de fonctionnement.

fig . 7

Nous allons tour à tour examiner les aberrations d'origine cinématique, les imprécisions dues à l'épaisseur non négligeable du faisceau avant regroupement, les conséquences des stabilités en énergie, enfin l'influence de la charge d'espace dans le faisceau regroupé. La non concordance absolue des lois de balayage et de champ constitue à elle seule la plus importante des sources d'écart.

1 - Aberration d'origine cinématique

Nous avons jusqu'à présent supposé toutes les trajectoires effectuées par les particules avec la même vitesse v_0 . En réalité le balayage se faisant sous l'action d'une force normale à la direction initiale de propagation, il y a modification de l'énergie des particules par action d'une accélération radiale donnant naissance à une composante de la vitesse ; la composante sur l'axe demeure égale à v_0 .

Si β est l'angle de balayage la vitesse de la particule n'est donc plus v_0 mais $v = v_0 / \cos \beta$.

L'erreur sur le temps d'arrivée s'exprime ainsi en valeur absolue par $\Delta t_a = \frac{L - L_0}{v} \quad \Delta v = \frac{L - L_0}{v_0} \quad \frac{\Delta v}{v}$

ce qui donne :

$$\Delta t_a = \frac{L - L_0}{v_0} \frac{1 - \cos \beta}{\cos \beta} \approx \frac{L - L_0}{v} \frac{\beta^2}{2}$$

La présence d'une erreur sur v_0 implique aussi un défaut sur la focalisation comme nous le verrons plus loin.

2 - Epaisseur du faisceau primaire

Avant regroupement, le faisceau issu de l'accélérateur se présente dans les meilleures conditions de focalisation sous la forme approximative d'un cylindre de diamètre moyen égal à 3 mm environ.

Après balayage on peut supposer qu'il conserve cette forme cylindrique et pour le calcul de l'imprécision supposer le passage d'un tel fais-

ceau devant un orifice extrêmement petit devant le diamètre du cylindre.

Le balayage du faisceau au niveau de la face d'entrée de l'aimant se fait sur une distance de 191 mm ce qui représente pour un point objet placé à 120 cm un angle d'ouverture de 10° au total. Le balayage dans ce cône s'effectue à une vitesse différente selon la vitesse des particules puisque l'aimant étant défini il s'agit dans ce cône de donner aux particules extrêmes la différence de marche qui découle de la géométrie du dispositif.

Dans notre réalisation la capacité de regroupement est de 21 cm pour un balayage de 19,1 cm sur la face d'entrée. La vitesse des particules est v_0 , le temps du balayage sera de $\frac{0,21}{v_0}$ sec. si v_0 est exprimé en m/sec., et la vitesse du balayage par conséquent égale à :

$$v_b = \frac{0,191}{0,210} v_0 \text{ soit } 0,91 v_0$$

L'imprécision représentée par l'épaisseur du faisceau s'exprime dans ces conditions par $\frac{0,003}{0,91 v_0}$ sec. soit $3,3 / v_0 \cdot 10^{-3}$ sec. pour des particules de vitesse v_0 .

3 - Stabilité de l'énergie

La tension d'accélération est définie à 0,5 %. La fluctuation sur la vitesse des particules est de l'ordre de 0,25 % par conséquent. Cette imprécision d'origine cinétique conduit à une double aberration sur l'instant d'arrivée t_a et sur les conditions de focalisation comme précédemment.

L'erreur sur t_a est cependant inférieure dans la plupart des cas à celle due à l'ouverture du faisceau après balayage.

4 - Charge d'espace

PRELEC (19) a étudié l'influence de la charge d'espace sur le regroupement d'un faisceau par modulation de la vitesse. Il a traduit la modification du rayon et de la longueur du paquet cylindrique obtenu, sous forme d'abaques donnant les variations de ces grandeurs en coordonnées réduites.

En considérant une région petite autour de la cible, où la dispersion angulaire due au principe du regroupement peut être négligée localement on peut essayer d'appliquer les calculs de PRELEC et voir l'influence de la charge d'espace sur le résultat obtenu. Celle ci reste faible vu les intensités de faisceau utilisables.

5 - Loi de champ, loi de balayage

Le problème de la corrélation des lois de champ et de balayage a été déjà abordé quand il s'est agi de définir les caractéristiques des éléments du regroupement.

Dans le cadre de l'étude des aberrations, il importe d'en revoir l'articulation car il va sans dire que ce sont les retouches que nous avons apportées à cette correspondance qui sont à l'origine des plus grands écarts pour t_a .

La caractéristique elle même $t_a = f(t)$ que nous avons tracée est non seulement une courbe d'étalonnage théorique, mais surtout une évaluation de l'erreur commise en faisant le choix d'un champ et d'un secteur particulier.

Dans l'établissement de notre étude théorique qui découle du choix que nous avons fait pour le champ magnétique et la loi de balayage, nous ajustons tous nos paramètres pour que toutes les valeurs particulières aux deux formes de lois soient correctes et compatibles. D'après le choix que nous nous sommes imposé, il n'est pas possible de rendre compatibles toutes les valeurs que peuvent prendre les éléments que nous avons à priori séparés, si bien qu'un écart apparaît dans le calcul de t_a en fonction de t .

Les aberrations que nous venons de signaler s'ajoutent à cette erreur liée au fait que pour des questions pratiques nous avons décidé de réaliser un dispositif de regroupement présentant les caractéristiques indépendantes suivantes entre les lois de champ et de balayage :

- balayage sinusoïdal
- induction magnétique constante à l'intérieur d'un secteur à faces planes.

6 - Récapitulation

Nous avons calculé les aberrations en temps pour plusieurs modes de fonctionnement en protons et effectué quelques calculs relatifs aux intensités qu'on peut attendre du dispositif avec un faisceau initial de $10 \mu A$.

Les défauts de focalisation apportés par les aberrations d'origine cinématique sont dus à l'action du secteur magnétique et se traduisent au niveau de la cible par une tache dont le diamètre maximum est de 6,5 mm dans le cas de protons de 1,5 MeV.

7 - Intensités

En fonction du temps final à l'arrivée t_a l'intensité I est donné par :

$$I = I_0 \frac{dt}{dt_a} \text{ avec } t_a = t + \frac{L - L_0}{v} ; I_0 \text{ intensité initiale}$$

on a :

$$L - L_0 = 2 \rho \beta + \frac{2 \rho}{\tan \theta} \left(\frac{1 - \cos \beta}{\cos \beta} \right) \quad \beta = \beta_m \sin \omega t$$

ρ = rayon de courbure

θ = angle des faces du secteur magnétique

si t est petit ($t < 5 \cdot 10^{-8}$ sec.) on a $\beta = - \beta_m \omega t$ avec $\beta_m = \frac{v}{2 \rho \omega}$

soit

$$t_a = t + \frac{2 \rho}{v} \left[\frac{-v t}{2 \rho} + \frac{1}{\tan \theta} \left(\frac{v^2}{4 \rho^2 \omega^2} - \frac{\omega^2 t^2}{2} \right) \right] = \frac{1}{\tan \theta} - \frac{v t^2}{4 \rho}$$

$$\text{et } \frac{dt_a}{dt} = \frac{v t}{2 \rho \tan \theta} \quad \text{sont pour } t \text{ petit } I = I_0 \frac{2 \rho \tan \theta}{v t}$$

Cette valeur de I correspond à l'intensité maximum par impulsion.

On a porté dans le tableau ci-contre des valeurs de I correspondant à différentes énergies en protons pour une intensité initiale I_0 égale à $10\mu A$.

La valeur de l'intensité moyenne par impulsion découle de la notion de facteur de compression ou rapport des durées des impulsions à l'entrée et à la sortie du dispositif de regroupement.

Energie protons	1 MeV $v_0 = 13,67 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	1,5 MeV $v_0 = 16,95 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	2 MeV $19,30 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
Aberations maxi.			
Origine cinématique ($\theta = 5^\circ$)	$0,33 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$0,26 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$0,22 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$
Epaisseur du faisceau	$2,42 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$1,94 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$1,71 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$
Stabilité de l'énergie	$0,25 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$0,21 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$0,18 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$
Charge d'espace	$0,84 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$0,66 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$0,42 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$
Loi de champ loi de balayage. Temps d'arrivée t_a	$12,50 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$7,50 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$6,90 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$
Durée impulsion finale	$16,34 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$10,57 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$9,43 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$
Temps de balayage impulsion à l'entrée	$153 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$127 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$	$109 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$
Facteur de com- pression	9,35	12	11,5
Intensité maximum par impulsion	$310 \mu \text{ A}$	$390 \mu \text{ A}$	$370 \mu \text{ A}$

CHAPITRE III

LE DISPOSITIF DE REGROUPEMENT

Installé à la sortie de l'analyseur magnétique d'un accélérateur électrostatique Van de Graaff de 3 MeV, type vertical, le système de regroupement comprend essentiellement trois éléments principaux :

- l'électro-aimant de regroupement
- le dispositif de déflexion par balayage
- l'ensemble de l'appareillage annexe

I - LE SECTEUR MAGNETIQUE

Le principe du regroupement consiste à faire parcourir aux particules accélérées des trajectoires de longueur différente, dans un champ magnétique.

La nature de ce champ ainsi que sa topographie dépendent étroitement de la façon dont s'opère le balayage électrostatique qui précède le regroupement magnétique. Des nécessités de réalisation pratique nous ont conduit à adopter un balayage de type sinusoïdal et à lui associer un champ magnétique constant et uniforme dans un secteur géométriquement bien défini.

Ce choix se traduit dans le fonctionnement du système par un élargissement sensible de l'impulsion finale que l'on peut considérer comme l'une des aberrations ; les rapports de compression obtenus qui sont cependant encore de l'ordre de 10, doivent permettre un fonctionnement satisfaisant du dispositif pour l'étude des réactions souhaitées.

1 - Caratéristiques générales

Le champ magnétique produit dans l'entrefer de l'électro-aimant sera de l'ordre de 5 à 6000 gauss afin de demeurer dans la partie rectiligne des courbes d'aimantation des aciers usuels.

Le rayon de courbure de l'ensemble des trajectoires est égal à 60 cm. Il dépend de la valeur maximum du champ que l'on peut appliquer et du type de particules que l'on veut regrouper. Avec une induction de 6000 gauss, et un rayon de 60 cm on est à même de courber des protons de 3 MeV, des deutons jusqu'à 2,5 MeV environ, et des particules alpha également, dans ce domaine d'énergie.

2 - Double focalisation

Le secteur magnétique se présente sous la forme d'un triangle dont deux côtés sont mobiles autour d'un axe afin de permettre une variation de l'angle d'entrée et de sortie des particules. La surface du secteur demeure constante quelle que soit la position des faces du secteur (figure 8).

Quand on agit sur les bords du secteur dans le but d'améliorer la concordance entre les fonctionnements particuliers du balayage et du regroupement magnétique, on modifie les conditions de focalisation normales qui font aligner les points objet-image et centre de courbure.

Cependant comme l'ont montré KRAFT (20) et CROSS (21), il est possible de se ramener au cas théorique précédent en éloignant ou en rapprochant des faces selon le sens de rotation des bords, les points objet et image de l'ensemble optique réalisé.

Si l'axe du faisceau fait un angle ϵ_1 avec la normale à la face d'entrée du secteur et si θ représente l'angle que font entre elles les faces du secteur on aura à la distance l_2 de la face de sortie une focalisation du faisceau à la fois dans les plans radial et azimuthal si les égalités sont vérifiées :

$$\operatorname{tg} \epsilon_2 = \frac{1}{2} \left[\operatorname{tg} (\theta - \psi) + \frac{1}{\theta - \cotg \eta} \right] \quad \text{ou} \quad \operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \epsilon_1 + \frac{\rho}{l_1}$$

$$\frac{\rho}{2} = \frac{1}{2} \left[(\operatorname{tg} (\theta - \psi) - \frac{1}{\theta - \cotg \eta}) \right] \quad \operatorname{tg} \eta = \operatorname{tg} \epsilon_1 - \frac{\rho}{l_1}$$

avec :

ρ rayon de courbure

l_1 distance objet

l_2 distance image

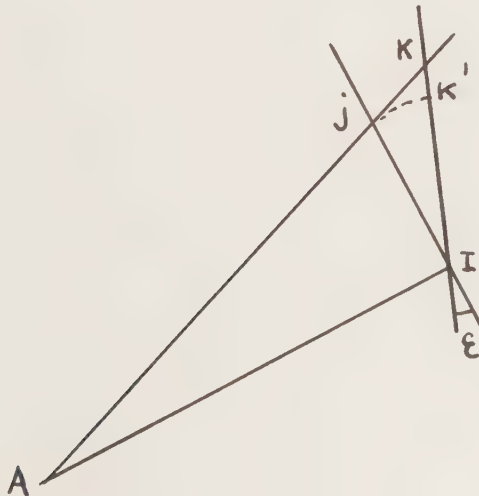
ϵ_1 angle du rayon moyen avec la face d'entrée

ϵ_2 angle du rayon moyen avec la face de sortie

De ces égalités découle une construction permettant, connaissant la position des points objet (centre de déflexion) et image (cible) de déterminer la position des faces du secteur pour demeurer dans de bonnes conditions de focalisation.

3 - Longueur des trajets, cas de la rotation des faces

Considérons issu du point A, centre de déflexion, un faisceau conique d'angle d'ouverture β ; dans les conditions normales d'attaque, la face d'entrée du secteur IJ est normale au rayon moyen AI.



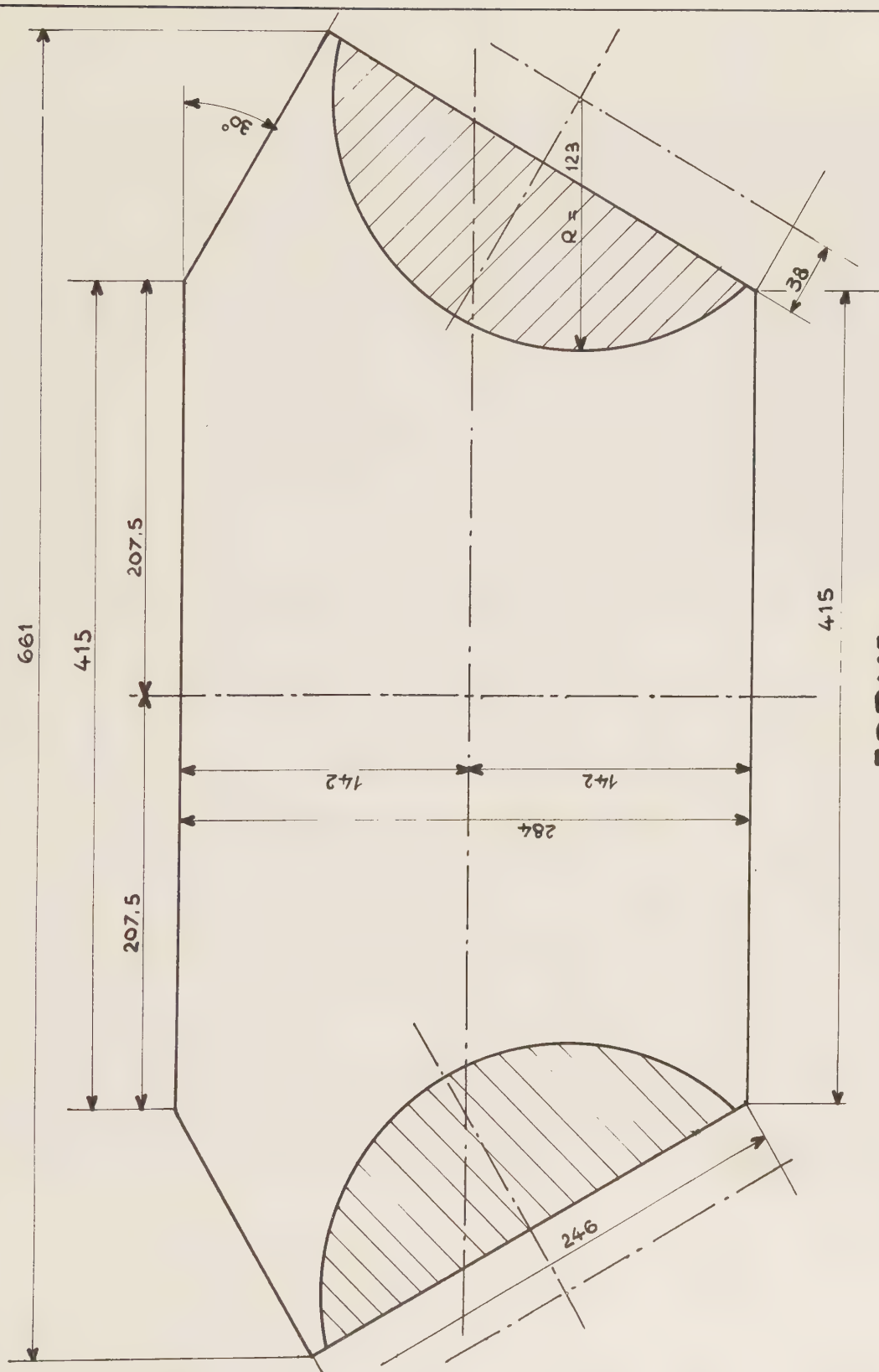
Si cette face après rotation autour de I vient en IK, (rotation d'angle ϵ) le trajet AJ qui était supérieur à AI d'une certaine quantité connue, devient AK, c'est à dire que la différence de marche entre les rayons dans l'air se trouve modifiée d'une certaine valeur.

HOLLAND (22) en étudiant un problème comparable a lié géométriquement la différence entre deux trajets $L(\beta)$ et $L(0)$ à la surface A comprise entre les deux parcours et les faces de l'aimant, et cela quel que soit l'angle d'entrée du faisceau dans le secteur. La rotation conservant A en première approximation, la relation $L(\beta) - L(0) = A/\rho$ vérifiée par HOLLAND reste toujours valable et la différence de marche entre les particules ne se trouve pas en définitive modifiée.

Il est aisé d'autre part de voir que dans la rotation de la face cela revient pour une particule à considérer d'abord un trajet circulaire JK' quand le secteur magnétique est limité à IJ, ensuite après rotation, un trajet rectiligne JK à l'extérieur du secteur. Si l'angle de rotation ϵ est faible, les longueurs des positions JK et JK' ne diffèrent que d'un infiniment petit devant le rayon de courbure.

4 - Surface polaire

Elle est réalisée conformément au dessin de la figure 8. Dans les cornes polaires sont disposés les secteurs tournants qui permettent d'éloigner ou de rapprocher le point A de la face du secteur sans modification des différences de marche que présente le faisceau à sa sortie du balayage. (figure 9). La position du centre de rotation n'est pas sur la face elle même. En effet l'existence d'un champ de fuite sur le pourtour du secteur revient comme l'ont calculé BELBOECH, BOUNIN et PROCA (23) à élargir virtuellement sur tous les côtés le secteur magnétique d'une quantité égale à 0,76 fois l'entrefer. L'action du champ sur les particules dans le cas du secteur élargi où règne une induction B , sans champ de fuite est en effet identique à celle de champ réel avec fuite.



FORME du
SECTEUR MAGNETIQUE

fig 6

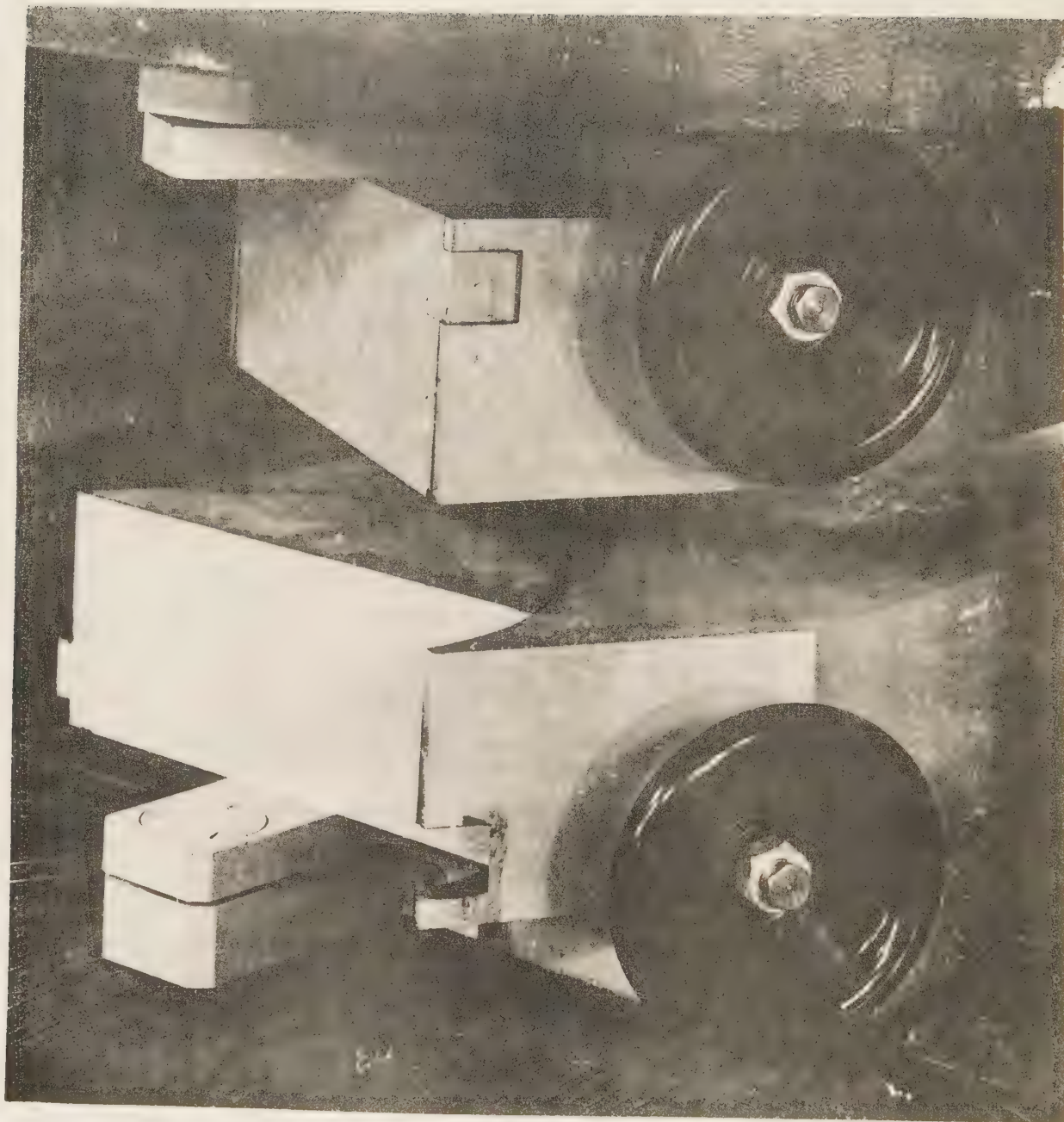
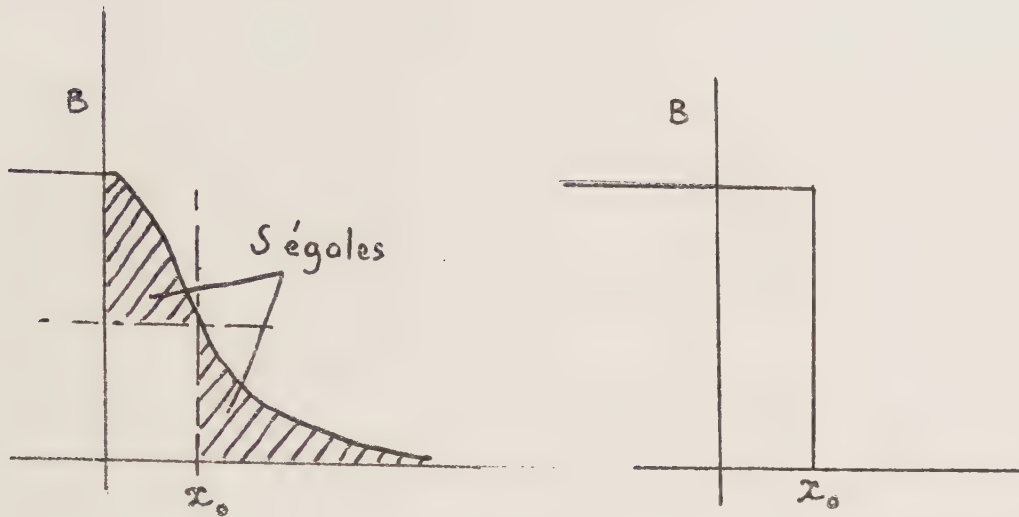


Figure 9 - Aimant de regroupement
Détail des pièces polaires



Avec un entrefer de 5 cm la face fictive du secteur se trouve à $x_0 = 38$ mm de la face réelle des pièces polaires.

La surface polaire dans ces conditions est égale à 1566 cm^2 . On est alors en mesure de calculer le projet de l'électro-aimant.

5 - Projet de l'électro-aimant

La géométrie des poles est déterminée par la fonction de regroupement :

- rayon de courbure : 60 cm
- surface polaire totale : 1566 cm^2
- entrefer : 5 cm

Le domaine d'énergie des particules dont nous disposerons est de 2 à 3 MeV pour des protons, des deuteron ou des alpha ionisés deux fois. L'induction maximum dans ces conditions est de 5870 gauss, obtenue pour des deuteron de 3 MeV. D'où le flux maximum dans l'entrefer de 0,092 Weber.

L'électro-aimant est de type cuirassé, ses dimensions sont déterminées en fonction de la nécessité d'avoir un champ parfaitement uniforme dans l'entrefer ce qui implique principalement une structure solide peu sensible aux efforts électrodynamiques, permettant également une rectification des

pièces polaires et un circuit magnétique ne présentant pas de points de saturation pour les flux nominaux, notamment aux environs des pièces polaires, ceci afin d'éviter des distorsions des lignes de force dans l'entrefer.

C'est cette dernière raison qui conduit à choisir une induction faible dans les noyaux afin d'avoir des cornes polaires aussi petites que possible en même temps que la première conduisait à avoir une induction également faible dans la carcasse afin d'avoir une grande résistance aux déformations.

Cette induction a pour valeur nominale le champ nécessaire pour le cas limite de fonctionnement c'est à dire des protons de 3 MeV. Cette induction nominale est de 5870 gauss.

Les éléments de circuit magnétique sont en acier doux pour lesquels on considère une perméabilité de 2500 avec le coude de saturation extérieur à la bande d'induction envisagée. Les relations en flux sont linéaires et le calcul des ampèretours simplifié.

Elément du circuit	Section cm ²	longueur cm	flux 10 ⁻² W	induction gauss	at/cm	AT
Entrefer	1566		9,2	5870		23350
2 pièces polaires	1566	2 x 10	9,2	5870	1,7	34
2 joints de 0,1mm	1204	2 x 0,01	9,2	7630		121
2 noyaux	1204	2 x 20	9,2	7630	2,4	96
2 joints de 0,1mm	1204	2 x 0,01	9,2	7630		121
Carcasse	415	270/2	4,6	11100	3,5	472
2 joints de 0,1mm	415	2 x 10 ⁻²	4,6	11100		176

avec un coefficient d'Hopkinson égal à 1,2, le nombre d'ampèretours nécessaires au flux normal est de 29.200.

Pour produire ce flux, on réalise un circuit électrique composé de

4 bobines susceptibles d'être connectées en série, parallèle ou série-parallèle selon les sources de tension disponibles.

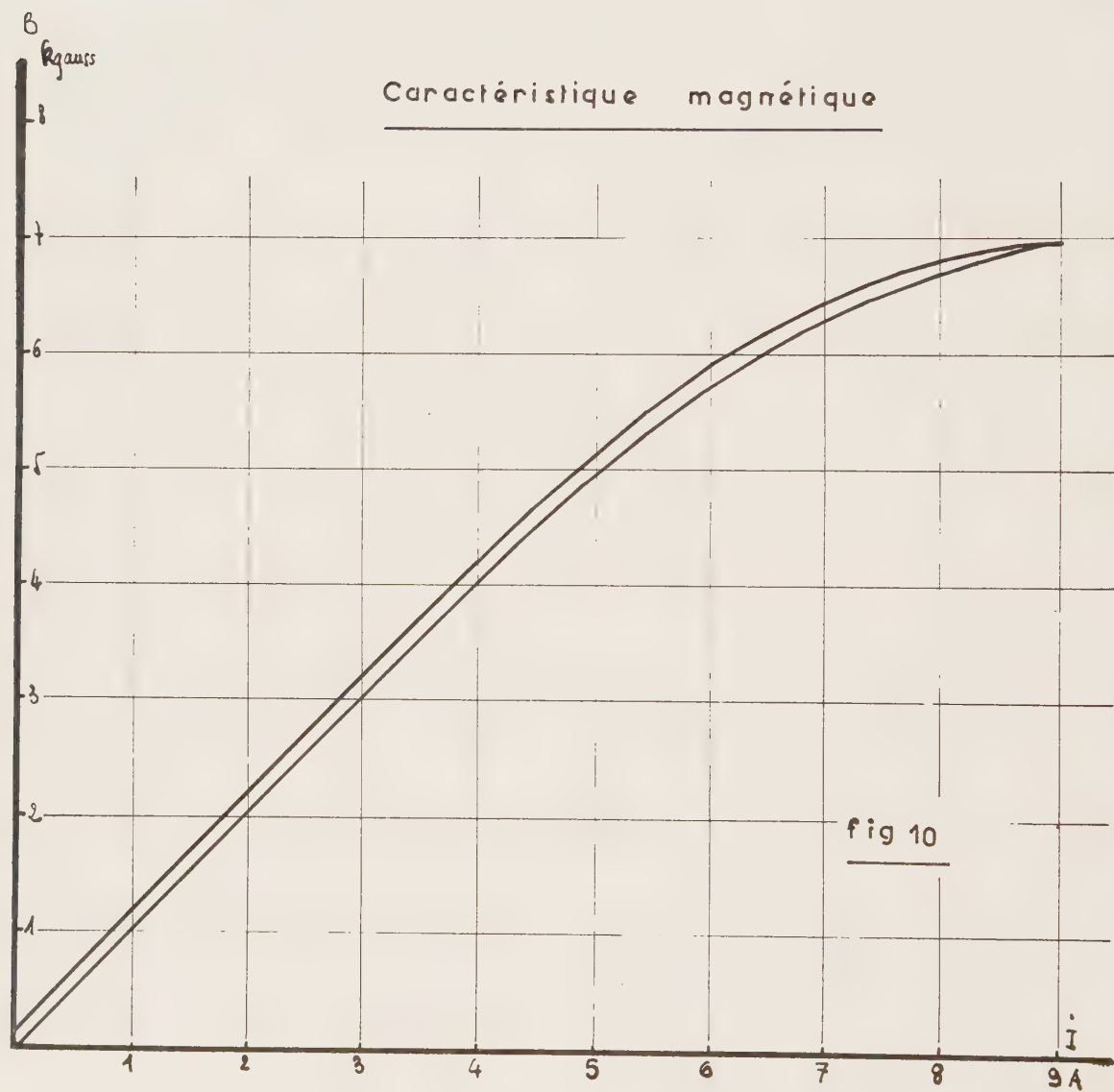
Divers avant-projets ont conduit à prendre pour conducteur un fil de cuivre isolé à l'émail de 2,5 mm de diamètre et à constituer des bobines de mille tours. La résistance de chaque bobine est de 7 ohms environ ce qui permet d'utiliser comme source de tension un groupe moteur-génératrice à faible résistance d'induit (environ 2 ohms), les quatre éléments magnétiques étant montés en parallèle.

L'échauffement des bobines par dissipation des quatre centswatts qui y sont produits, nécessite un refroidissement par circulation d'eau dans des tuyaux de cuivre soudés sur les flasques qui emprisonnent les enroulements. En l'absence de refroidissement un échauffement de 55° environ serait à tolérer ce qui risque d'apporter quelques dommages aux isolants qu'on utilise dans les bobines : presspahn, tresse de jaconas, carton et bakélite.

Le refroidissement par eau est assuré par un tube de six millimètres de diamètre ($\phi = 8 \text{ mm.}$) soudé sur une longueur de 19 m. sur chaque bobine.

6 - Caractéristiques générales de l'électro-aimant

- Angle du secteur magnétique :	60°
- Amplitude de la rotation des faces :	$\pm 25^{\circ}$
- Rayon de courbure :	0,60 m
- Surface polaire utile :	1225 cm^2
- Surface polaire totale :	1566 cm^2
- Entrefer utile :	2 cm.
- Entrefer total :	5 cm.
- Epaisseur de la boîte à vide :	12 mm.
- Flux nominal :	$9,2 \cdot 10^6 \text{ maxwells}$
- Induction nominale :	5866 gauss

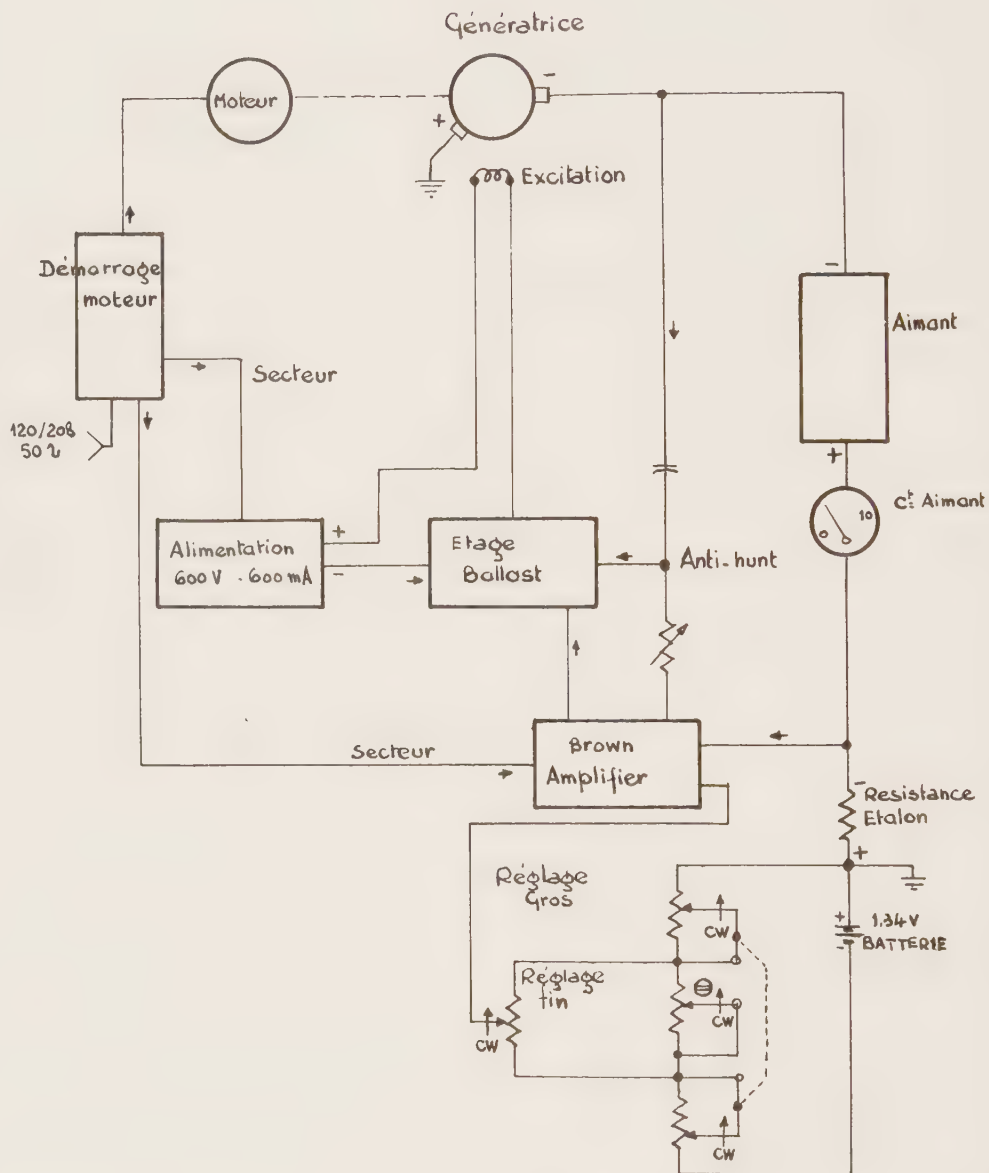
Electro-aimant de regroupement

- Ampère-tours nominaux :	29200
- Puissance nominale :	1520 w
- Longueur de fil de Cu :	8 km
- Poids de fer :	1,6 T.
- Poids de cuivre :	350 kg
- Poids total :	2 T.
- Empattement :	0,80 x 0,77 x 0,415 m.

7 - Alimentation (figure 11)

L'électro-aimant de regroupement est alimenté par un groupe moteur-générateur de 5 kw maximum régulé en courant à 10^{-5} environ. Le courant de l'aimant passe à travers une résistance étalon de 0,159 ohm constituée par du fil 30/10 mm en maillechort constantan dont la variation de résistance par degré est de 10^{-5} . La tension aux bornes de la résistance étalon est comparée à une tension de référence affichée sur des potentiomètres montés sur une pile à mercure de 1,34 v. sans débit. L'écart entre les tensions se trouve alors appliqué à l'entrée d'un amplificateur à courant continu fonctionnant par vibreur (BROWN-BOVERI). La sortie de l'amplificateur commande alors le débit d'un étage ballast de huit tubes 5881 en parallèle situés sur le circuit d'excitation de la génératrice de courant continu. Cette excitation est elle même fournie par une alimentation régulée en tension de 600 v. et 600 mA (type Regatron). La résistance de l'enroulement d'excitation de la génératrice qui est généralement de quelques ohms seulement, a été accrue dans de grandes proportions et a pour valeur 1000 ohms afin de connecter à la source de l'excitation une charge adaptée à la résistance interne du générateur.

Le taux de régulation de l'alimentation de l'électro-aimant a été évalué par enregistrement de la tension aux bornes de la résistance étalon (figure 12). Sur l'enregistreur utilisé, on a un déplacement total du curseur soit 25 cm pour une différence de potentiel de 2 mV. L'écart maximum observé sur les enregistrements que nous avons faits pour plusieurs intensités est voisin de 25 mm pour 1 A.



Alimentation de l'Aimant de Regroupement

Schéma de Principe

fig 11

Régulation du courant aimant

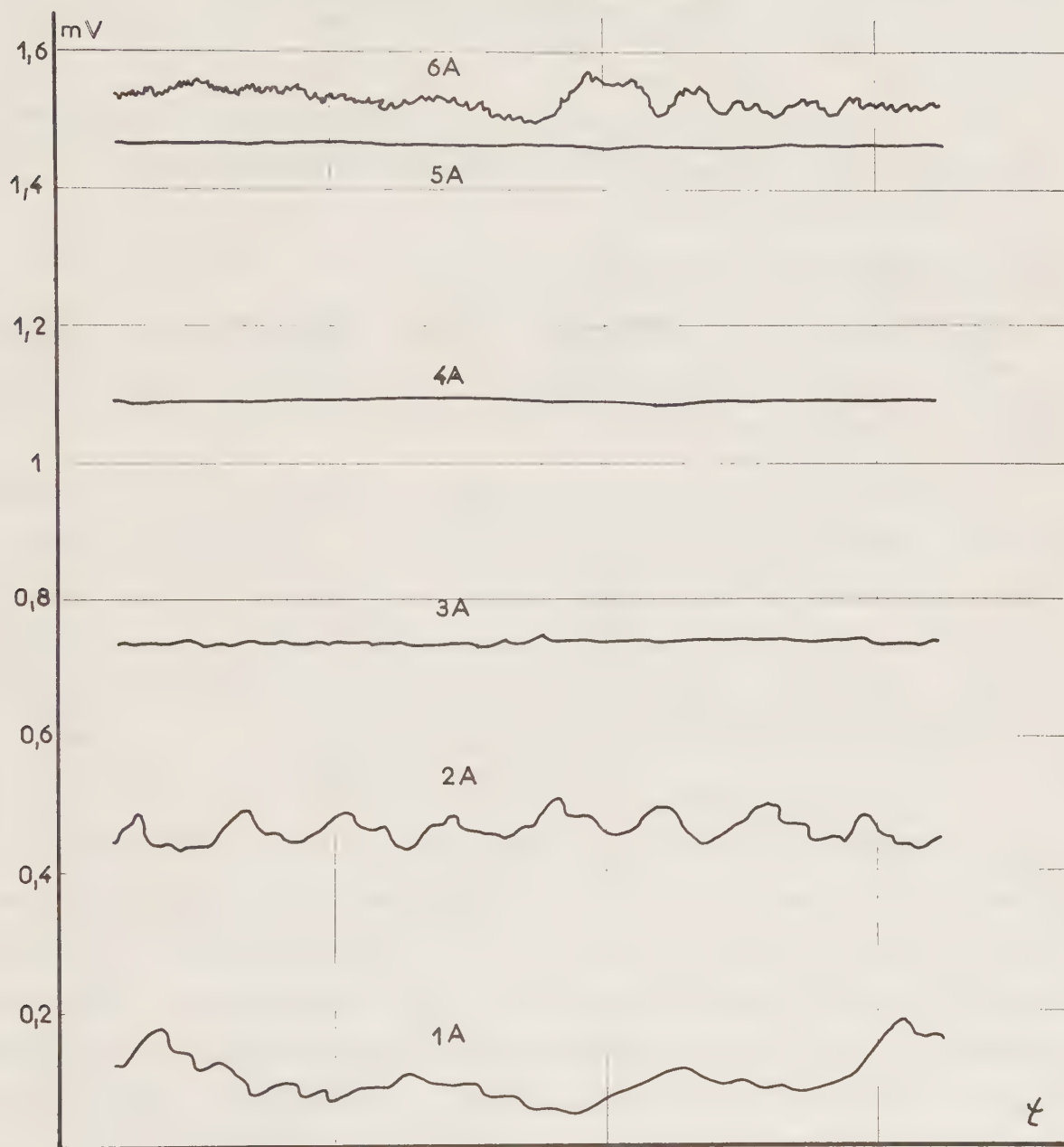


fig 12

Tension aux bornes de la résistance $I = 1 \text{ A}$ $V_e = 0,159 \text{ V}$. d'où le taux de régulation

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta V}{V} = \frac{210^{-4}}{1,5910^{-1}} = 1,3210^{-5}$$

Sur les enregistrements que nous avons réalisés, on constate une nette amélioration de la régulation pour I compris entre 3 et 5 A.

II - LE DISPOSITIF DE DEFLEXION

Il est constitué par l'ensemble de deux armatures entre lesquelles est appliquée une tension sinusoïdale de plusieurs milliers de volts à une fréquence de dix megahertz.

Le balayage du faisceau est effectué à l'intérieur d'un cône dont le sommet se trouve approximativement au centre du dispositif de déflection. Dans l'hypothèse d'un fonctionnement, selon les conditions idéales de focalisation, le demi-angle au sommet du cône est de 5° , le centre de la déflection est à 120 cm. de la face d'entrée du secteur magnétique et l'amplitude du balayage sur la face est égale à 191 mm. au maximum.

Le balayage du faisceau est symétrique au point de vue de la géométrie du système et au cours d'une période, on a un double passage du faisceau dans le cône de balayage. Le regroupement au niveau de l'aimant perd cette symétrie de fréquence si bien qu'un double passage du faisceau à l'entrée du secteur conduit à une double série d'impulsions = des impulsions réduites, d'une part, constituées de particules regroupées (fonctionnement correct de l'appareillage), d'autre part des impulsions élargies constituées de particules dispersées ayant acquis de l'avance quand elles étaient en avance et ayant pris du retard quand elles étaient en retard.

Afin de pallier cet inconvénient qui provient de la nature sinusoïdale de la tension de balayage, on a réalisé un dispositif annexe dit de pré-déflexion ou de pré-pulsation dont l'objet est de n'autoriser le passage du fais-

ceau dans le système de balayage que durant les demi-périodes où l'ensemble du mécanisme fonctionne par regroupement.

A la sortie de la pré-pulsation, le faisceau se présente donc sous forme d'impulsions de durée variable mais inférieures par principe à la demi-période c'est à dire inférieures à 50 nanosecondes.

1 - Caractéristiques des armatures

On a choisi une forme spéciale d'armature telle qu'elle apparaît sur le dessin ci-contre de la boîte de déflexion, afin de disposer à la sortie de la boîte d'un grand angle de déflexion (figure 13). Le condensateur plan ne permet pas si l'on désire de grands angles de déviation, d'obtenir des modifications importantes de trajectoires, car celles-ci rencontrent bientôt les plaques elles-mêmes.

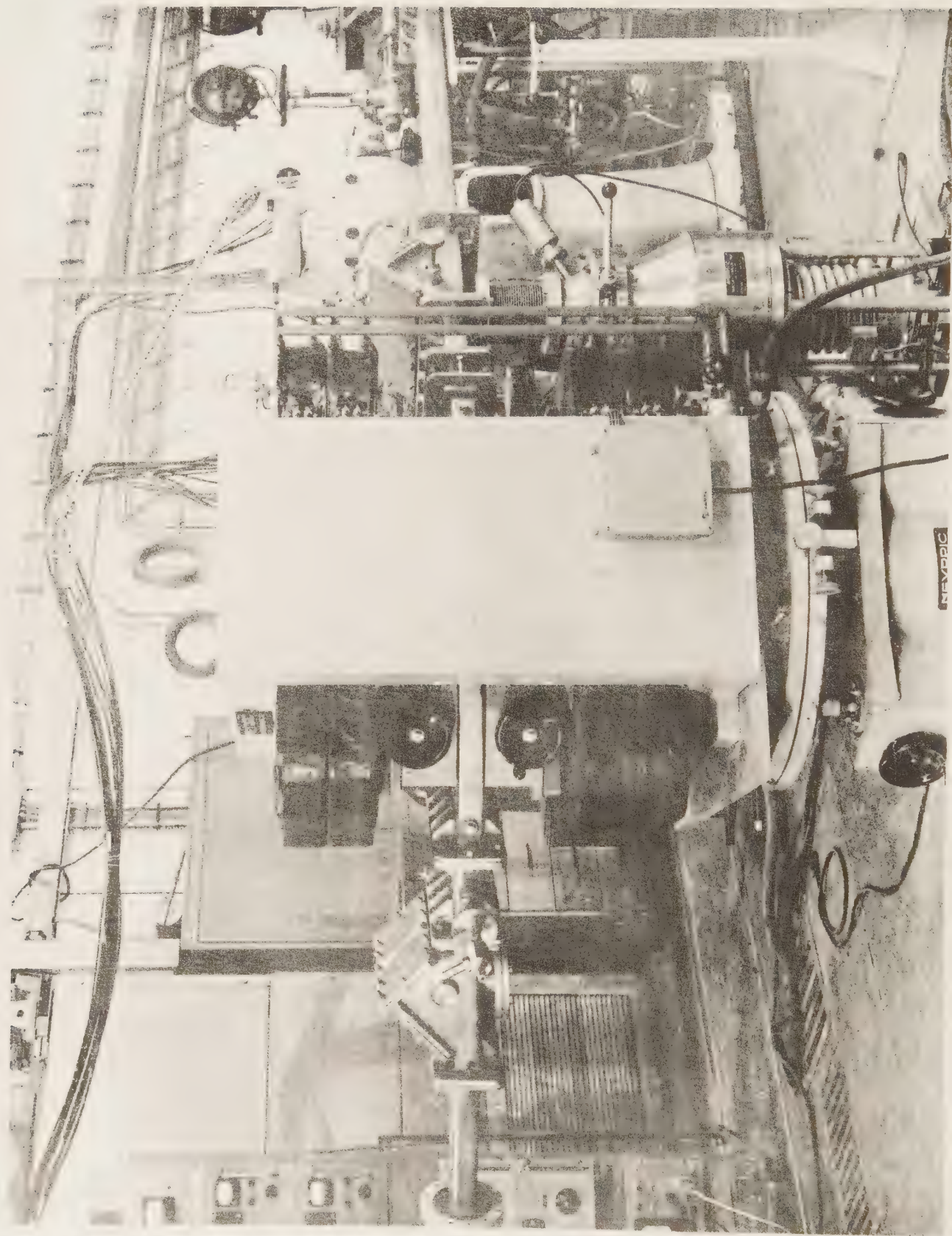
L'angle de balayage défini, c'est l'angle du cône où s'étale le faisceau, il est important pour nous de mesurer l'angle maximum dans lequel serait dispersé le faisceau si on le laissait pénétrer d'une manière continue dans le système. Cette mesure permet la détermination du temps de balayage qui doit avoir, à une énergie donnée, une valeur précise qui dépend de la capacité de regroupement de l'aimant ($L_{\max} - L_{\min}$).

Avec la forme de plaque adoptée, nous avons cherché la répartition des surfaces équipotentielles et déterminé la caractéristique du champ électrique (principe de la méthode de LEHMANN).

Avec une très bonne approximation, on peut assimiler cette courbe de champ à une droite (cas d'une alimentation continue des plaques) coupant l'axe des x à 35 cm du début du système de plaques (longueur des plaques 20 cm.).

La courbe du champ s'écrit :

$$E = E_0 - a_x \quad a = \frac{E_0}{0,35}$$



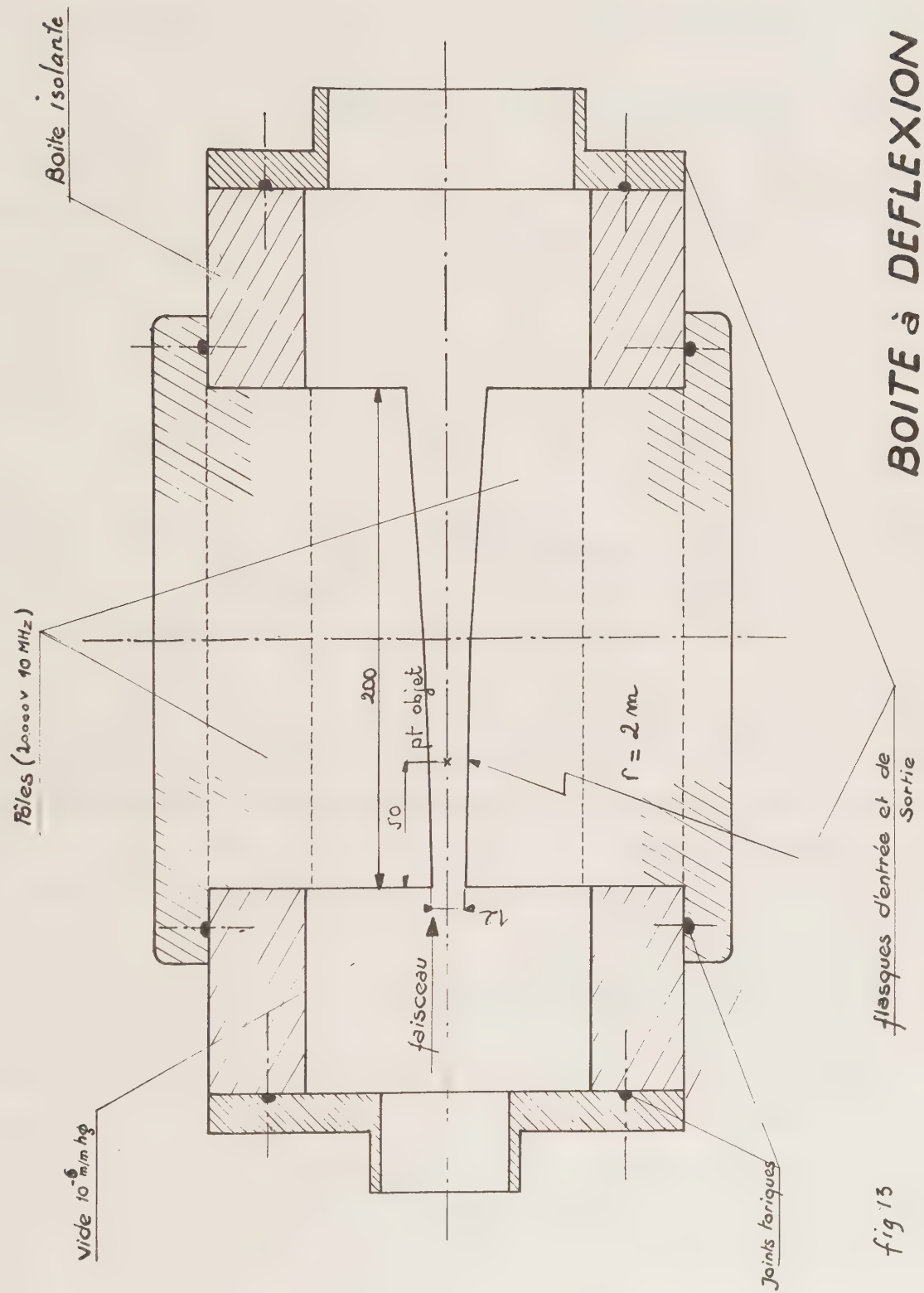


fig 13

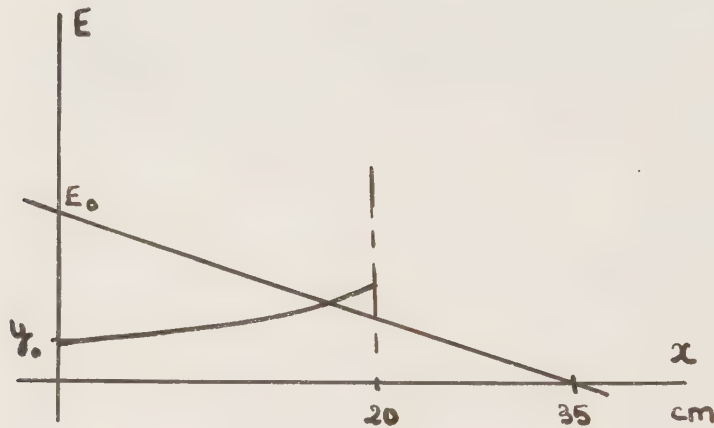
BOÎTE à DEFLEXION

Si V est la différence de potentiel entre les armatures, on a :

$$E_0 = \frac{V}{y_0}$$

y_0 ordonnée à l'origine de la forme des plaques

$$y_0 = 12 \text{ mm.}$$



La méthode de LEHMANN permet également de faire l'hypothèse suivante selon laquelle les lignes de force restent pratiquement perpendiculaires à Ox : en effet le rayon de courbure des plaques est très grand (2 m) et l'espace de champ demeure voisin de 12 à 15 mm sans modification importante de l'allure des lignes de force.

2 - Etude théorique du système

On applique une tension $V = V_0 \cos (\omega t + \varphi)$ sur les plaques, d'où le champ au point x à l'instant t

$$E = (E_0 - a_x) \cos (\omega t + \varphi)$$

A partir des équations :

$$m x'' = 0$$

$$m y'' = q (E_0 - a_x) \cos (\omega t + \varphi)$$

On arrive pour les vitesses à : $x = v_0 t$ v_0 vitesse du faisceau

$$m (v_y - v_{y_0}) = \frac{q E_0}{\omega} \sin (\omega t + \varphi) - a q v_0 \left[\frac{t}{\omega} \sin (\omega t + \varphi) + \frac{\cos (\omega t + \varphi)}{\omega} \right]$$

Considérons une particule pénétrant dans le système à l'instant $t = 0$. La tension établie est $V_0 \cos \varphi$. Si l'on fait varier φ , on peut analyser ainsi l'ensemble des particules pénétrant le système, donc étudier leurs trajectoires et déterminer l'angle de sortie qui leur correspond.

pour $t = 0$, on a : $v_{y_0} = 0$ pour la particule φ , soit :

$$- m v_{y_0} = \frac{q E_0}{\omega} \sin \varphi - \frac{a q v_0}{\omega} \cos \varphi \quad \text{et}$$

$$v_y = \frac{q E_0}{m \omega} \left[\sin (\omega t + \varphi) - \sin \varphi \right] - \frac{a q v_0}{m \omega} \left[t \sin (\omega t + \varphi) + \frac{\cos (\omega t + \varphi) - \cos \varphi}{\omega} \right]$$

L'angle de la tangente à la trajectoire est défini par :

$$\text{tg } \beta = \frac{v_y}{v_0} = \frac{q E_0}{m \omega v_0} \left[\sin (\omega t + \varphi) - \sin \varphi \right] - \frac{a q}{m \omega} \left[t \sin (\omega t + \varphi) + \frac{\cos (\omega t + \varphi) - \cos \varphi}{\omega} \right]$$

Quand le champ cesse d'agir sur la particule, l'angle de sortie est :

$$\begin{aligned} \text{tg } \beta &= \frac{q E_0}{m \omega v_0} \left[\sin \left(\frac{\omega \ell}{v_0} + \varphi \right) - \sin \varphi \right] \\ &- \frac{a q}{m \omega} \left[\frac{\ell}{v_0} \sin \left(\frac{\omega \ell}{v_0} + \varphi \right) + \frac{\cos \left(\frac{\omega \ell}{v_0} + \varphi \right) - \cos \varphi}{\omega} \right] \\ a &= \frac{E_0}{\ell} \quad \ell = 0,35 \text{ m} \end{aligned}$$

si bien que :

$$\text{tg } \beta = \frac{E_0 q}{m \ell \omega^2} \left[1 - \cos \frac{\omega \ell}{v_0} \right] \cos \varphi + \frac{E_0 q}{m \omega} \left(\frac{\sin \frac{\omega \ell}{v_0}}{\omega \ell} - \frac{1}{v_0} \right) \sin \varphi$$

soit : $\operatorname{tg} \beta = (\operatorname{tg} \beta_0) \sin (\varphi + \psi)$

avec :

$$\operatorname{tg} \beta_0 = -\sqrt{A^2 + B^2}$$

$$\cos \psi = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

$$A = \frac{E_0 q}{m \ell \omega} \left(1 - \cos \frac{\omega \ell}{v_0} \right)$$

$$B = \frac{E_0 q}{m \omega} \left(\frac{\sin \omega \ell / v_0}{\omega \ell} - \frac{1}{v_0} \right)$$

Si β est petit, on retrouve bien $\beta = -\beta_m \sin \omega t$ avec des définitions d'origine différentes bien entendu.

Les expressions de la tension et de l'angle de sortie mettent en évidence l'existence d'un déphasage ϕ qui dépend du temps de transit de la particule considérée (figure 14).

$$V = V_0 \sin \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right)$$

$$\operatorname{tg} \beta = -\operatorname{tg} \beta_0 \sin (\varphi + \psi) = \sqrt{A^2 + B^2} \sin (\varphi + \psi + \pi)$$

Le déphasage entre ces deux grandeurs fonction de φ est

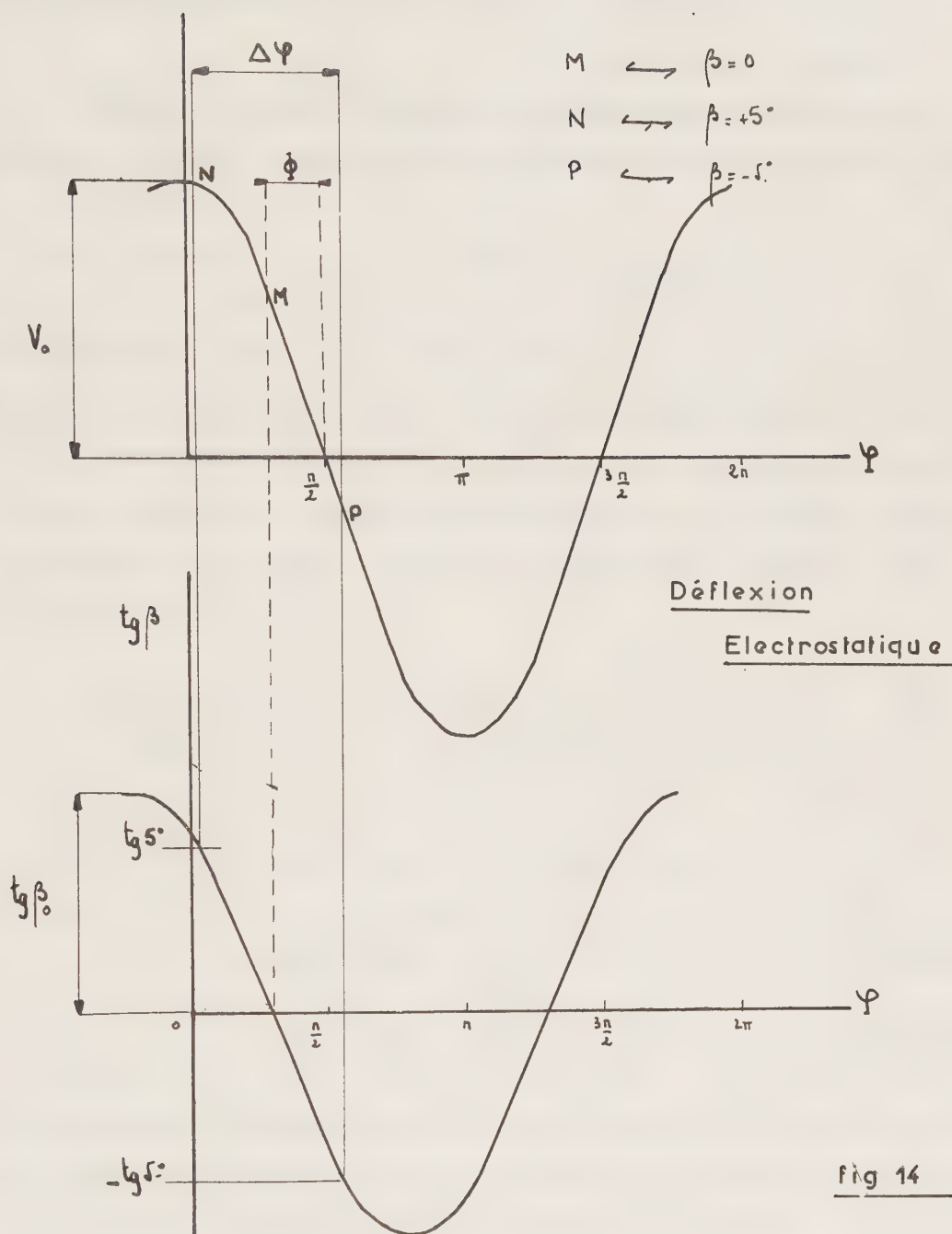
$$\phi = \psi + \frac{\pi}{2} \quad \text{soit} \quad : \quad \phi = \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \left[\frac{1 - \cos \theta}{\omega \ell} \frac{1}{\frac{\sin \theta}{\omega \ell} - \frac{1}{v_0}} \right] + \frac{\pi}{2}$$

$$\text{avec} \quad \theta = \omega \ell / v_0$$

Le diagramme ci-contre illustre ces notions de déphasage relatif et de temps de balayage (figure 14).

3 - Etude dynamique : calcul de la tension HF

La capacité du regroupement est fixée par la différence maximum qui existe entre les deux trajets extrêmes disponibles dans le champ magnétique. Dans les conditions de focalisation normale, cette différence est de 21 cm pour un cône de demi-angle au sommet 5° avec un rayon de courbure de 60 cm. Si l'on s'éloigne des conditions normales, par rotation des faces, cette capacité n'est pas modifiée et demeure pratiquement constante et égale à 21 cm.



Si v_0 est la vitesse du faisceau, le temps de balayage qui correspond au regroupement est égal à $\frac{0,21}{v}$ secondes ; il est illustré sur le diagramme donnant le déphasage de V et de $\text{tg } \beta$ par le segment $\varphi_P - \varphi_N = \Delta\varphi$ exprimée en unités temporelles. ($\varphi = \omega t$)

La période de fonctionnement est de 100 ns, la longueur du paquet étalé est $\Delta\varphi_t$ en nanosecondes (temps de balayage), l'angle électrique de balayage est :

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_t \frac{360}{100}$$

Pour une particule m, v, q on calcule donc $\Delta\varphi$ et ϕ . Le point M correspondant à $\beta = 0$ (axe de balayage) est donc défini en abscisse sur la courbe $V(\varphi)$

L'angle de balayage déterminé, il est possible de calculer ainsi les abscisses des points N et P correspondant à $\beta = +5^\circ$ et $\beta = -5^\circ$.

On revient à l'expression de $\text{tg } \beta$ qui donne pour E_0

$$E_0 = \frac{m\omega}{q} \frac{\text{tg } \beta}{\left(\frac{\sin \theta}{\omega l} - \frac{1}{v_0}\right) \sin \varphi + \frac{1 - \cos \theta}{\omega l} \cos \varphi}$$

$$\theta = \frac{\omega l}{v_0}$$

$$l = 0,35 \text{ m}$$

$$\omega = 2 \pi f$$

Pour le point N = $\beta = +5^\circ$ $\varphi = \frac{\pi}{2} - \phi - \frac{\Delta\varphi}{2}$

Pour le point P = $\beta = -5^\circ$ $\varphi = \frac{\pi}{2} - \phi + \frac{\Delta\varphi}{2}$

E_0 est donc déterminé par une seule de ces équations. On vérifie cependant que les deux expressions conduisent au même résultat. La tension appliquée sur les armatures du déflecteur est alors : $V = E_0 \times y_0$ où $y_0 = 12 \text{ mm}$.

Ce calcul cependant a été fait pour un fonctionnement selon les conditions normales. Si l'on s'éloigne de la face d'entrée et que l'on conserve la longueur de la face balayée du secteur magnétique, les valeurs de β cor-

respondant à N et P sont différentes, d'où celles du champ et de la tension appliquée. Le temps de balayage par contre demeure inchangé, il ne dépend que de la vitesse des particules, $\varphi_N - \varphi_P$ ne dépend pas de la position du point objet.

La mise en oeuvre du dispositif nous a conduit à envisager deux modes de fonctionnement selon le nombre d'éléments de la boîte à vide disposés entre la déflexion et le regroupement.

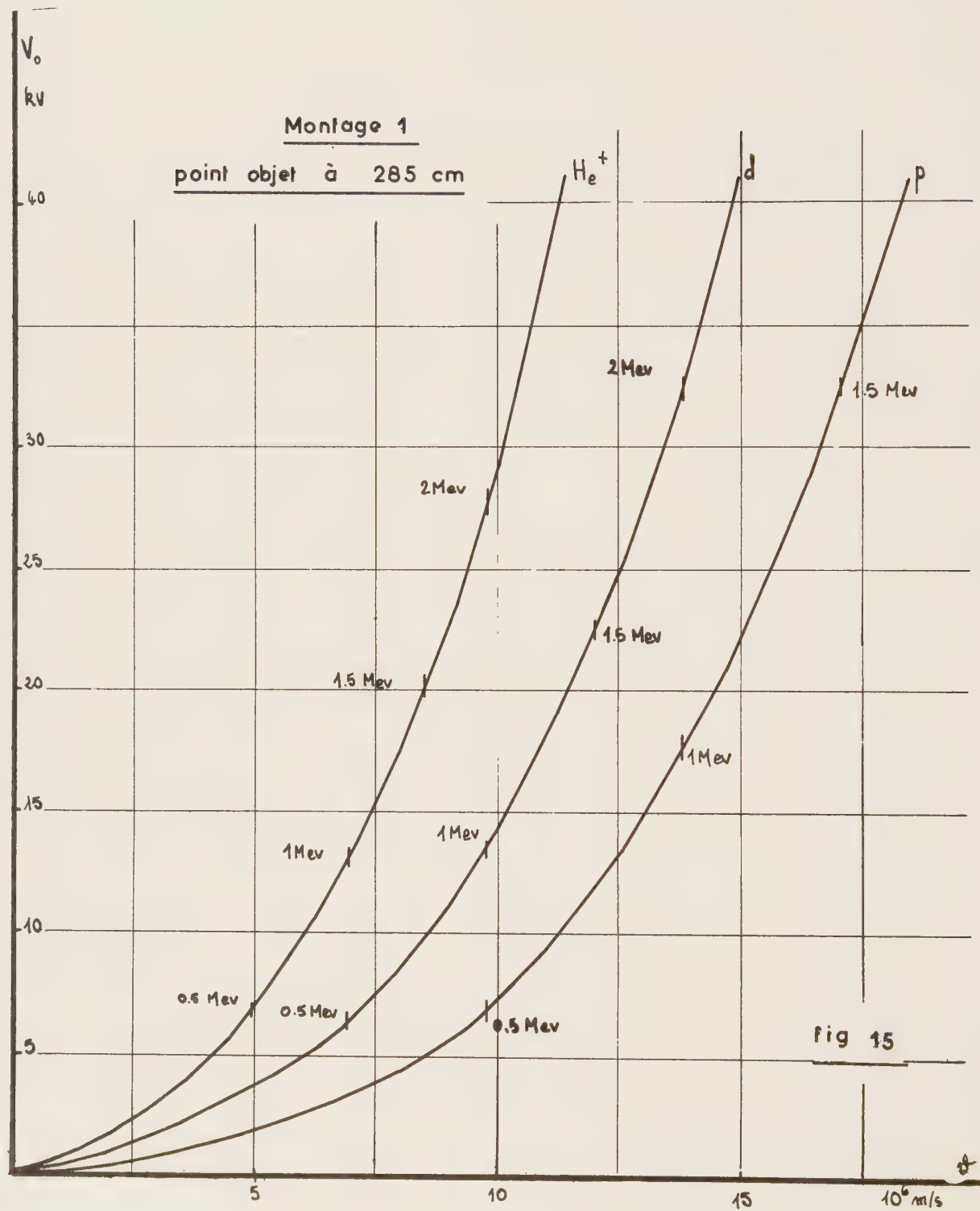
- Premier type : le point objet est à 2848 mm, de la face d'entrée
 - Deuxième mode : le centre de déflexion se trouve à 3885 mm. de la face.
- Il correspond à ces fonctionnements des tensions différentes pour le même genre de particules accélérées. Les courbes ci-contre donnent pour diverses particules les différences de potentiel à appliquer sur les armatures pour balayer le faisceau dans l'angle utile β_U dépendant du montage, dans le temps $\Delta\varphi_t$ correspondant à l'impulsion admise à l'entrée (capacité du regroupement 21 cm.). (Figures 15 et 16).

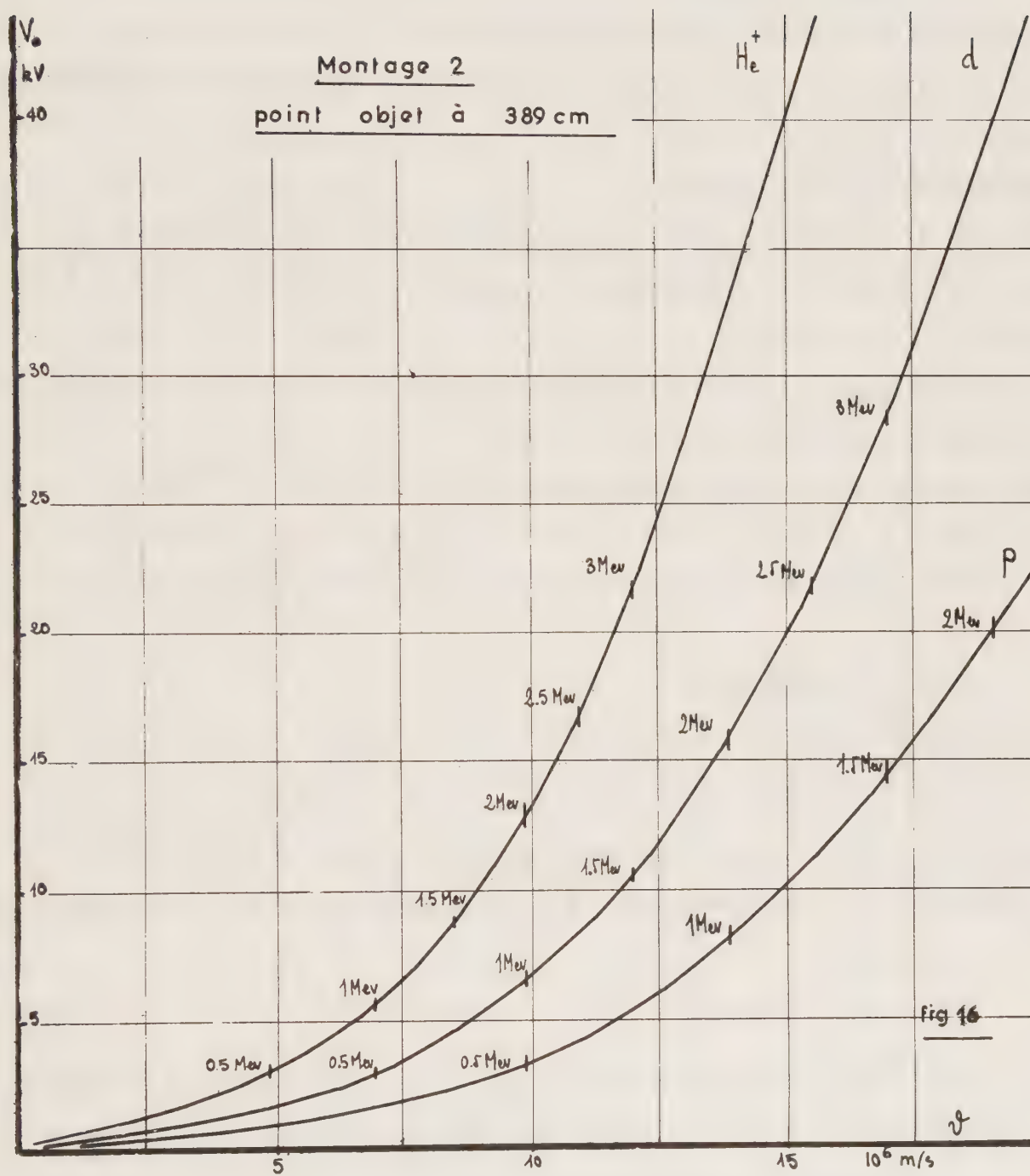
4 - Mise en oeuvre du dispositif

Elle consiste à prévoir une méthode expérimentale permettant de se placer dans les meilleures conditions de regroupement, c'est à dire de faire balayer le faisceau dans l'angle utile, exactement durant le temps de balayage correspondant à la capacité du regroupement ; c'est la tension qui demeure l'élément variable permettant ce réglage à l'intérieur du cône.

L'angle β_U étant donné, le temps de balayage ou de regroupement est une fonction de l'angle maximum. En effet $\text{tg } \beta = \text{tg } \beta_{\text{max}} \sin (\omega t + \delta)$. La mesure du temps se ramène donc à celle d'angles utile et maximum. Pour ce faire, on a disposé sur le montage deux systèmes à plaques de verre (viseurs) permettant de mesurer en ces points la largeur du faisceau balayé.

Un premier viseur est installé à 1103 mm du centre de déflexion. La longueur de la trace lumineuse observée au passage du faisceau donne l'amplitude de l'angle maximum; Un second viseur est installé à 3452 mm du





point objet et sert à la détermination de l'angle utile, lui même défini par deux éléments métalliques constituant une fente variable.

Nous avons calculé les diverses grandeurs caractéristiques pour des protons de 1,5 MeV; nous avons trouvé :

- temps de balayage : 12,4 ns soit 44,59 degrés électriques ($\approx 1/8$ de période)
- déphasage $\emptyset = 24,62$ degrés
- angle utile (montage 2 : point objet à 3885 mm) $\text{tg } \beta_u = 0,02342$

L'amplitude du balayage au niveau de l'aimant est égale à $2 \times 9,1$ cm au total :

- champ électrique $E_o = 1,11311 \cdot 10^6$ N/mètres
- tension électrique à 10 MHz : 13360 V
- angle maximum selon l'expression $\text{tg } \beta_{\max} = (A^2 + B^2)^{1/2}$ avec :

$$A = \frac{E_o \cdot q}{m \cdot l \cdot \omega} \left(1 - \cos \frac{\omega l}{v_o} \right) \text{ et } B = \frac{E_o \cdot q}{m \cdot \omega} \left(\frac{\sin \omega l / v_o}{\omega l} - \frac{1}{v_o} \right)$$

$$\text{tg } \beta_{\max} = 0,0619$$

- Si dans l'angle utile on revient à l'expression approchée de l'angle de déflexion $\beta = -\beta_m \sin \omega t$, on retrouve pour les conditions de focalisation normale le β_m que le calcul nous permettait de définir : $\beta_m = -v/2\rho\omega$. Pour des protons de 1,5 MeV on avait $\beta_m = -0,225$. Ici avec l'expression de $\text{tg } \beta$ on a :

$$\text{tg } \beta_{\max} = 0,231$$

Les deux méthodes de calcul sont donc compatibles et conduisent à des résultats semblables : la différence est de l'ordre de 0,6 %.

5 - Générateur haute fréquence

Si l'on dispose d'une puissance P aux bornes d'un circuit oscillant accordé, donc considéré seulement au point de vue de ses pertes HF,

c'est à dire de sa résistance R , on est en mesure de recueillir une tension V telle que $P = V^2/R$.

Il s'agit donc pour avoir la tension disponible maximum d'une part, d'avoir de faibles pertes (R grand) à l'accord et d'autre part de fournir une grosse puissance haute fréquence (10 MHz).

a) le condensateur constitué par les plaques est dans le vide et la boîte de déflexion dans laquelle ces plaques sont disposées doit remplir un triple rôle à la fois mécanique, électrique et d'étanchéité.

On a pensé d'abord disposer la bobine d'accord finale à l'extérieur de l'enceinte de déflexion et réaliser ainsi un ensemble isolé contenant uniquement les plaques de déviation. Le matériau utilisé a d'abord été l'araldite mais devant la mauvaise résolution constatée à l'accord, en raison des pertes importantes qu'apportait l'araldite, cette solution a été abandonnée. Une étude au Q -mètre, menée à la fréquence de 10 MHz sur différents diélectriques a permis d'attribuer à chacun un angle de pertes en radian, caractéristique de leur bonne tenue en haute fréquence :

Nature du diélectrique	Permittivité/air	Angles de pertes $\text{tg } \delta$
Polytetrafluoroéthylène (teflon)	2,34	$2 \cdot 10^{-4}$ rad.
Polyéthylène	1,58	$5 \cdot 10^{-4}$
Polystyrène	2,74	$11 \cdot 10^{-4}$
Lucoflex	2,65	$26 \cdot 10^{-4}$
Plexiglass	1,99	$137 \cdot 10^{-4}$
Araldite	3,21	$270 \cdot 10^{-4}$

Un autre essai avec self à l'extérieur a été tenté en noyant les plaques dans une boîte en polyéthylène mais la présence de joints toriques

en caoutchouc, indispensables pour assurer l'étanchéité au niveau des plaques alimentées de l'extérieur, a entraîné une déformation importante des portées de joints sous l'action de leur échauffement dans le champ haute fréquence et par conséquent une détérioration évidente des conditions d'étanchéité au vide.

La solution finalement retenue consiste à réaliser une enceinte importante contenant outre les plaques entre lesquelles chemine le faisceau, la self d'accord et le condensateur variable commandé mécaniquement de l'extérieur.

L'alimentation, à partir du générateur de puissance, se fait sous basse impédance (cent ohms) et par couplage en autotransformateur sur la self située dans le vide. Le passage de la tension à travers l'enceinte d'étanchéité s'opère donc sans difficulté ni risque d'amorçage vu la faible tension du transit malgré la valeur très importante de la puissance véhiculée.

Sur la self, le repérage du point présentant une impédance de cent ohms par rapport à la masse se fait aisément par comparaison des conditions de fonctionnement du générateur avec une charge étalonnée de 100 ohms, 1 Kw, située en bout de câble d'alimentation. La liaison haute impédance entre la self et les plaques de déviation a lieu dans le vide, à l'intérieur de la boîte de déflexion, donc dans des conditions d'isolement améliorées, malgré le surcroît de capacité apporté au système oscillant par la solution adoptée.

b) le générateur de puissance

Le générateur de puissance a été constitué par l'ensemble de deux tubes d'émission P 600 A capables de débiter chacun 400 mA sous 3500 V avec une puissance à l'utilisation de 1,2 Kw. L'oscillateur comprend trois étages :

- le pilote (figure 17) constitué d'un quartz 10 MHz stabilisé à 10^{-4} , situé entre plaque et grille avec cathode à la masse et autopolarisation de grille.

OSCILLATEUR 10 MHz : Etage pilote fig 17

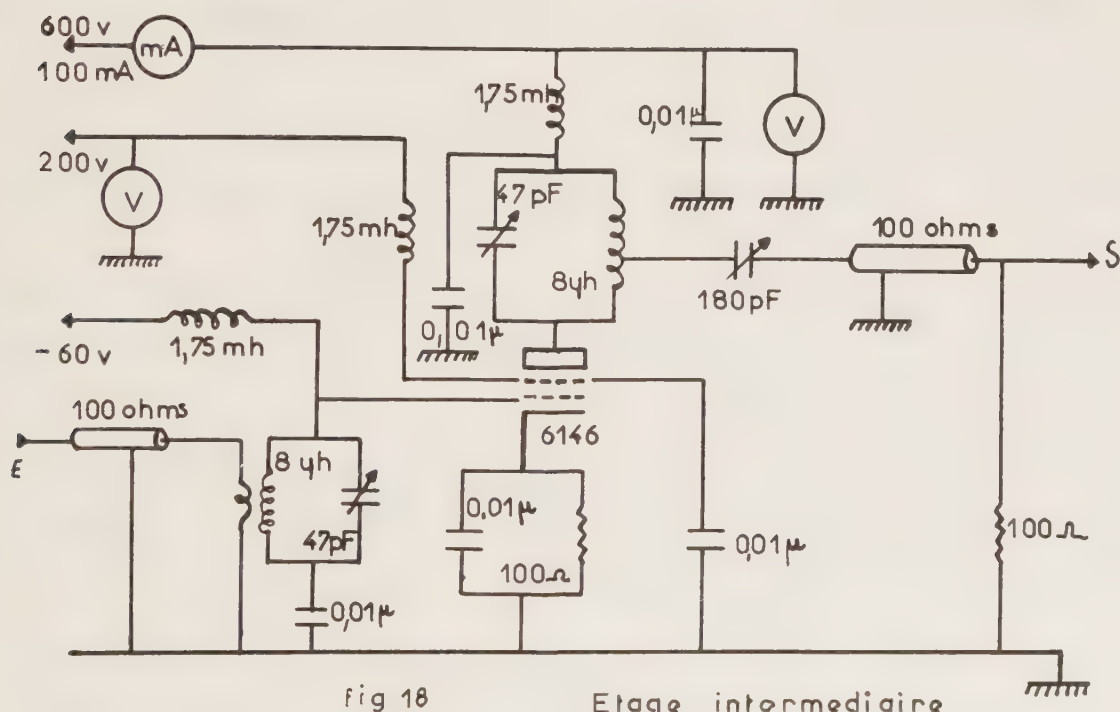
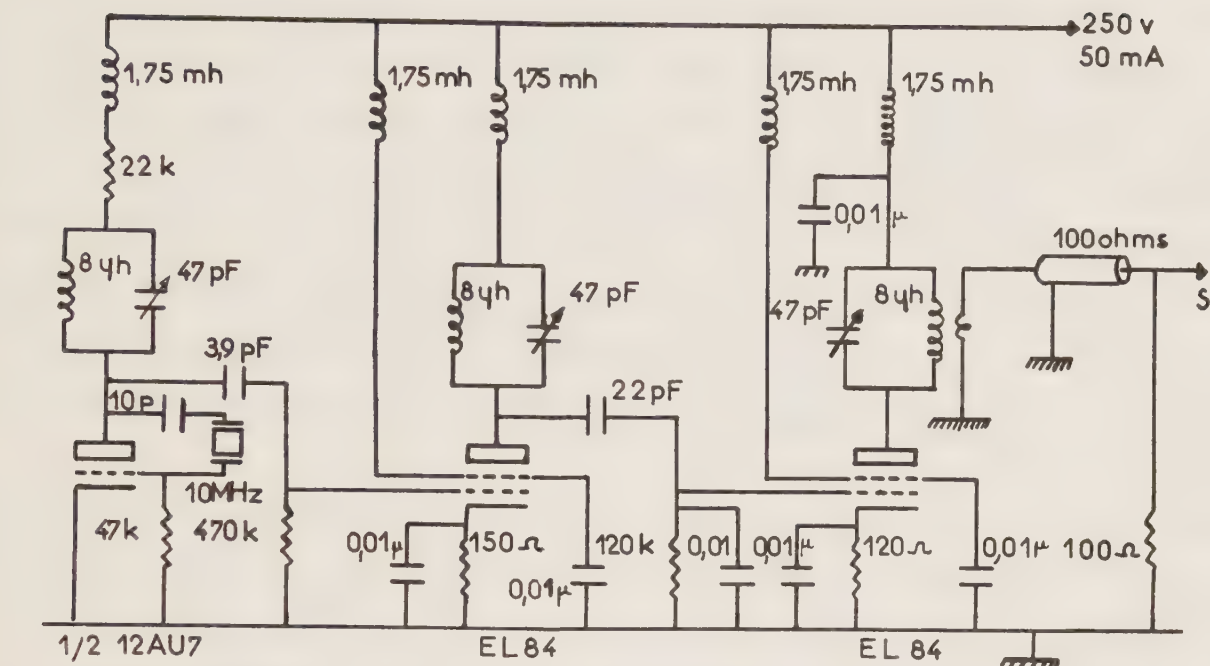


fig 18

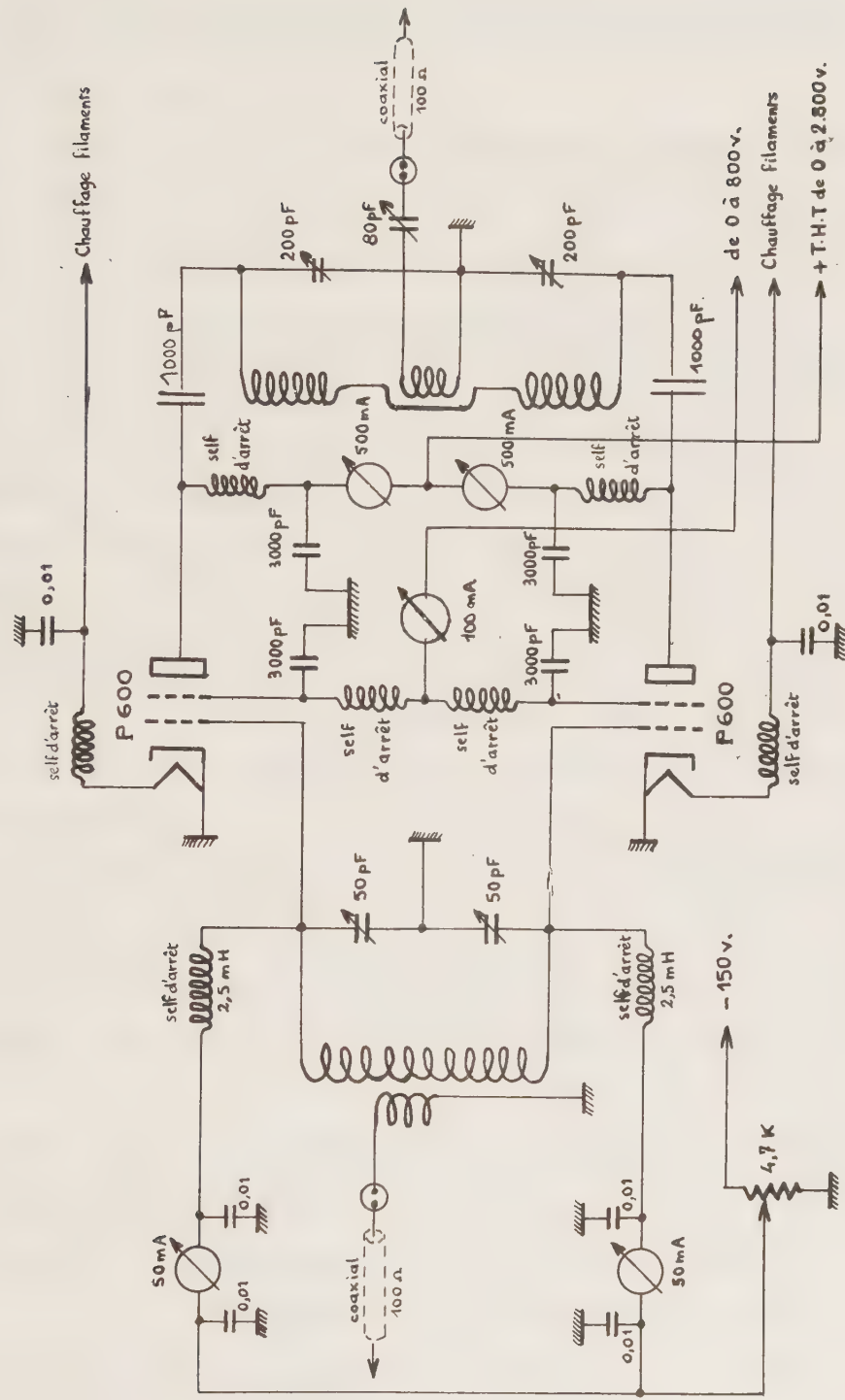
Etage intermédiaire

Sur la plaque du tube oscillateur (1/2 12 AU 7) on a disposé un premier circuit accordé constitué d'une self de $8 \mu\text{H}$ et d'un condensateur variable de 47 pF au maximum. On trouve ensuite une double amplification au moyen de deux tubes EL 84. La sortie de cet étage se fait sous cent ohms d'impédance par couplage magnétique basse impédance. Un milliampèremètre ($50 \mu\text{A}$ maximum) peut être commuté sur chacune des plaques pour permettre l'accord à la sortie de chaque tube.

- l'étage intermédiaire (figure 18) est constitué par un seul tube 6146 permettant le débit de la puissance nécessaire à l'attaque des tubes de puissance P 600 A. La sortie de cet étage se fait aussi sous basse impédance mais prise directe sur la self d'accord avec un condensateur en série pour réglage de l'adaptation.
- l'étage de puissance (figure 19) comprend les tubes P 600, leur excitation, le circuit commun de plaques constitué de deux demi-enroulements embrassant la sortie basse impédance qui va jusqu'aux plaques de déflexion ainsi que les divers appareils de mesure nécessaires à l'accord et au contrôle de la puissance fournie.

L'alimentation du générateur de puissance comprend :

- deux alimentations de 3000 V. , 400 mA pour chacune des plaques des deux P 600 A
- une alimentation de 800 V. , 100 mA connectée aux écrans des P 600
- une source de tension négative 150 V , 20 mA pour la polarisation des grilles des tubes de puissance (P600)
- une alimentation 600 V , 200 mA nécessaire à l'étage intermédiaire
- les tensions usuelles de 250 V avec un débit de 400 mA sont fournies par une alimentation ALS 400 licence CEA.



Etage de puissance

Fig 19

III - LES DISPOSITIFS ANNEXES

On distingue parmi l'ensemble des réalisations constituant l'appareillage annexe :

- les lentilles quadrupolaires électrostatiques,
- les éléments de boîte à vide,
- le dispositif de pré-déflexion ou découpage du faisceau.

a) Les lentilles quadrupolaires électrostatiques

Elles permettent d'assurer la focalisation du faisceau au niveau du diaphragme de 3 mm de diamètre qui est disposé à l'entrée de la boîte de déflexion. Elles sont formées de quatre poles cylindriques de section hyperbolique, ces poles étant portés deux à deux à des potentiels égaux et opposés. L'utilisation de deux systèmes de quadrupoles croisés, portés au même potentiel V permet la focalisation du faisceau de particules en un même point image, ponctuel dans deux plans perpendiculaires.

La réalisation des lentilles électrostatiques s'est inspirée du principe selon lequel la boîte de déflexion a été conçue. Les pièces polaires sont ajustées dans des logements prévus à cet effet dans un mandrin d'araldite ; on procède alors à l'enrobage de l'ensemble mandrin et pièces polaires par de l'araldite liquide qui durcie à température constante (40°C) va s'unir à la coulée et assurer une étanchéité suffisante au vide et une résistance mécanique importante.

Les propriétés électriques des poles ne sont pas modifiées par l'enrobage de l'araldite liquide ; afin d'éviter cependant une attaque par l'araldite liquide, du laiton qui constitue les pièces polaires, on recouvre ces pôles d'une mince pellicule de graisse aux silicones.

L'alimentation prévue pour les quadrupoles est constituée par deux éléments positif et négatif de 15 kV maximum chacun. Ces tensions correctement stabilisées sont suffisantes pour focaliser des protons de 3 MeV à des distances normales de l'ordre de 2 à 3 mètres.

b) Eléments de boîte à vide (figure 20)

Le faisceau de particules est issu d'un accélérateur Van de Graaff de 3 MeV maximum dont le débit peut être porté sans dommage à 200 μA à la sortie du tube accélérateur.

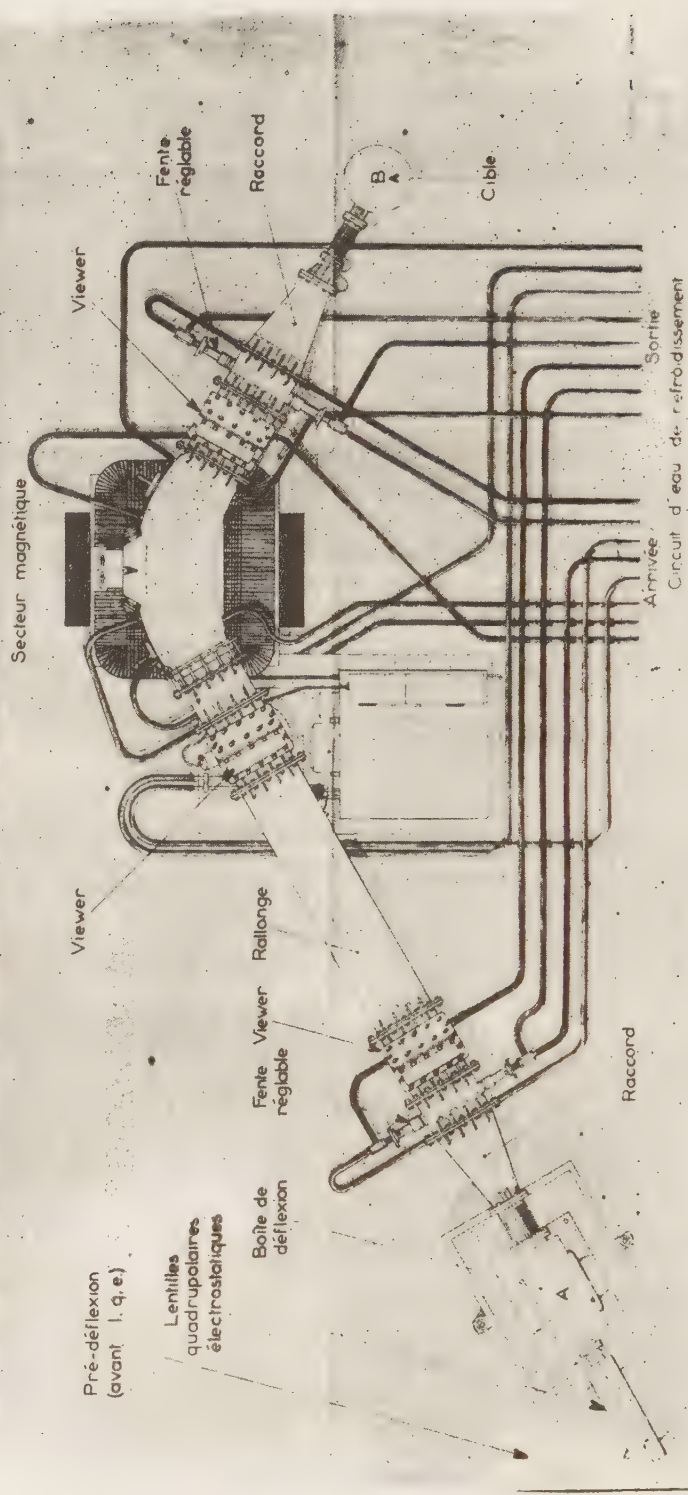
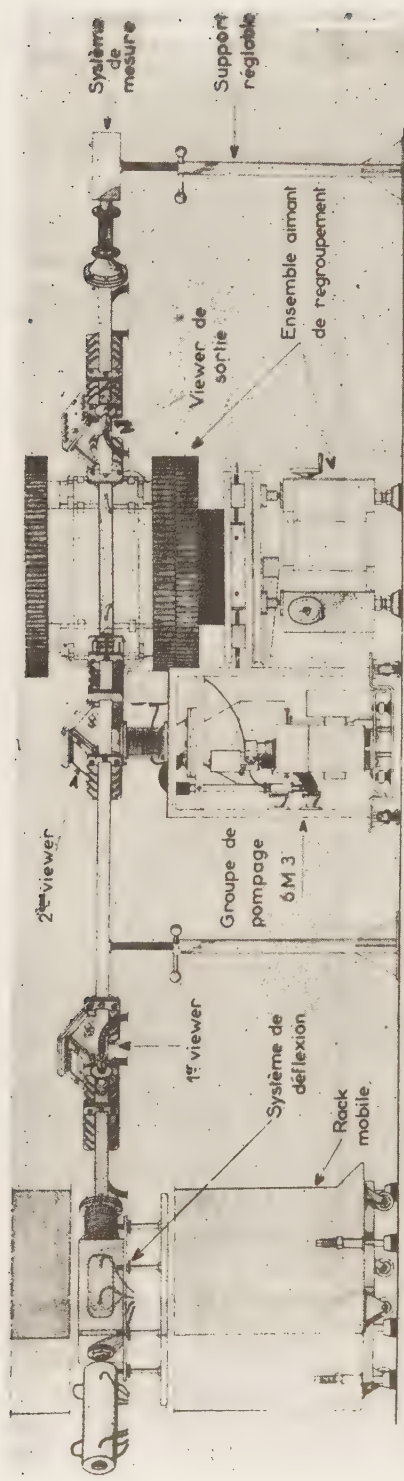
Un électro-aimant d'une puissance de dissipation de 5 kW permet de rendre le faisceau horizontal et d'autre part d'en permettre l'utilisation dans de bonnes conditions de stabilité en énergie.

Au sortir de l'aimant analyseur, on a disposé :

- le système de lentilles quadrupolaires électrostatiques dont le centre est situé à 1520 mm du point image de l'analyseur matérialisé dans l'espace par les fentes de la régulation en énergie de l'accélérateur,
- le système de pré-déflexion que nous allons considérer plus loin,
- un porte-viseur disposé à 2480 mm du centre de la lentille où s'apprécie la focalisation nécessaire pour le passage du diaphragme,
- le diaphragme isolé de 3 mm., accolié au viseur et dont le centrage s'effectue par une mesure de courant à la masse rendue minimale dans les meilleures conditions.
- la boîte de déflexion telle qu'elle a été décrite précédemment,
- l'ensemble de la boîte à vide à section rectangulaire en acier inox constituée de divers éléments de raccord et d'une partie courbée qui se loge dans l'entrefer de l'aimant de regroupement. Parmi ces éléments les plus importants sont le jeu de viseurs et la fente variable qui permet la définition des angles utile et maximal dont nous avons vu l'intérêt pour la mesure du temps de balayage.
- la cible enfin où s'effectue la réaction nucléaire nécessaire à la mesure et à la mise au point des divers paramètres.

c - La pré-pulsation

Le balayage sinusoïdal conduit à un double passage du faisceau dans le cône de regroupement ce qui, à toutes les périodes, donne naissance à une impulsion élargie avec risque d'empilement et génération d'un bruit



Elements de boîte à vide fig. 20

de fond important. Il convient à partir d'un faisceau continu de n'autoriser le passage des particules dans le système de deflexion que durant le temps de balayage. C'est le rôle du diaphragme de 3 mm qui a été disposé à l'entrée de la boîte. Au cours d'une période les particules heurtent le plan du diaphragme sous l'action d'une force qui cesse d'agir pendant le temps du balayage.

1°) Méthodes de pré-pulsation

Il s'agit de n'autoriser le passage du faisceau que durant un intervalle de temps petit devant la période de fonctionnement :

- CONNOR (24) effectue une pré-pulsation au niveau de la source de l'accélérateur par deflexion du faisceau devant une fente de petite dimension. Les sources de tension sont autonomes et disposées dans la partie de l'accélérateur isolé à 3 MV . Le synchronisme du balayage est assuré ensuite par un dispositif de "pick-up" qui détecte le passage de l'impulsion pré-pulsée (10^{-8} sec) et commande la mise en route en phase du générateur de puissance.

- RIPOUTEAU (14) soumet le faisceau continu de 250 KeV à la somme d'une tension continue et d'une tension alternative : il dispose également d'un diaphragme de 3 mm pour limiter en temps son impulsion à la sortie.

- On peut songer aussi à appliquer sur des armatures de pré-deflexion un train d'impulsions de courte durée et de grande amplitude. Il existe dans le commerce des générateurs capables à 10 MHz de fournir des impulsions plus courtes que 20 ns avec une amplitude de 100 V environ, sous 200 ohms d'impédance. Pour avoir cependant une déviation suffisante du faisceau, il convient d'accroître le temps d'action de la tension et aussi de disposer le diaphragme assez loin du système de pré-pulsation. Dans le premier cas, on multiplie le nombre de système de plaques et on les alimente successivement par l'impulsion de tension, au moyen de lignes à retard

pour que le faisceau, rencontrant au cours de son déplacement tous les différents systèmes de plaques, soit soumis toujours à la même tension en cours de route.

2°) Réalisation

L'impossibilité d'opérer à la tête de l'accélérateur, la difficulté de réalisation du synchronisme entre l'action de la tension et le passage du faisceau, dans le troisième procédé de pré-pulsation, nous ont conduit à reprendre le principe défini par RIPOUTEAU (14).

Nous avons donc réalisé un nouveau générateur de puissance mais d'une puissance bien plus faible que celui du balayage ; une centaine de watts suffit en effet pour dévier un faisceau de protons de 3 MeV d'une distance de 3 mm à 50 ou 60 cm.

Les tensions continue et alternative de pré-pulsation sont appliquées sur un système de plaques rectangulaires longues de 15 cm et distantes de 10 mm. Ces plaques réalisées en laiton sont logées dans un mandrin d'araldite et recouvertes ensuite d'une couche d'araldite qui en durcissant assure une bonne étanchéité au vide.

Pour exciter le générateur de pré-pulsation, on dispose d'une prise de synchronisation installée à la sortie de l'étage intermédiaire de l'oscillateur de balayage. Le niveau haute fréquence est constant à ce stade de la chaîne d'amplification et après régulation des tensions plaque et écran, le signal de sortie est donc parfaitement stable.

Pour la détermination du déphasage entre les deux tensions de pré-pulsation et de déflexion, on dispose d'une ligne à retard variable d'une valeur de 100 ns au maximum avec des variations de 1 ns au minimum.

Le réglage de ce déphasage peut se faire, comme CONNOR (24) par mesure du courant moyen obtenu sur la cible ; le déphasage est ajusté à une valeur telle que ce courant soit le plus important. Plus intuitivement on peut régler la phase à une valeur telle que l'amplitude du faisceau balayé

au niveau de la déflexion soit maximale. Dans ce cas cependant, cela ne veut pas dire que l'on se trouve toujours dans la bonne demi-période de regroupement, car ce déphasage n'étant défini qu'à $k\pi$ près, le faisceau issu de la pré-pulsation peut être parfaitement sélectionné en temps mais dispersé dans la demi-période où le dispositif fonctionne en allongeur.

Cette détermination peut se faire directement si l'on est en mesure d'observer l'impulsion protonique obtenue après regroupement, à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage par exemple. Mais cette observation présente de nombreuses difficultés étant donné la faible durée de l'impulsion et les trop importantes constantes de temps qui risquent d'intégrer le signal.

Ces problèmes liés aux mesures sont traités dans le prochain chapitre.

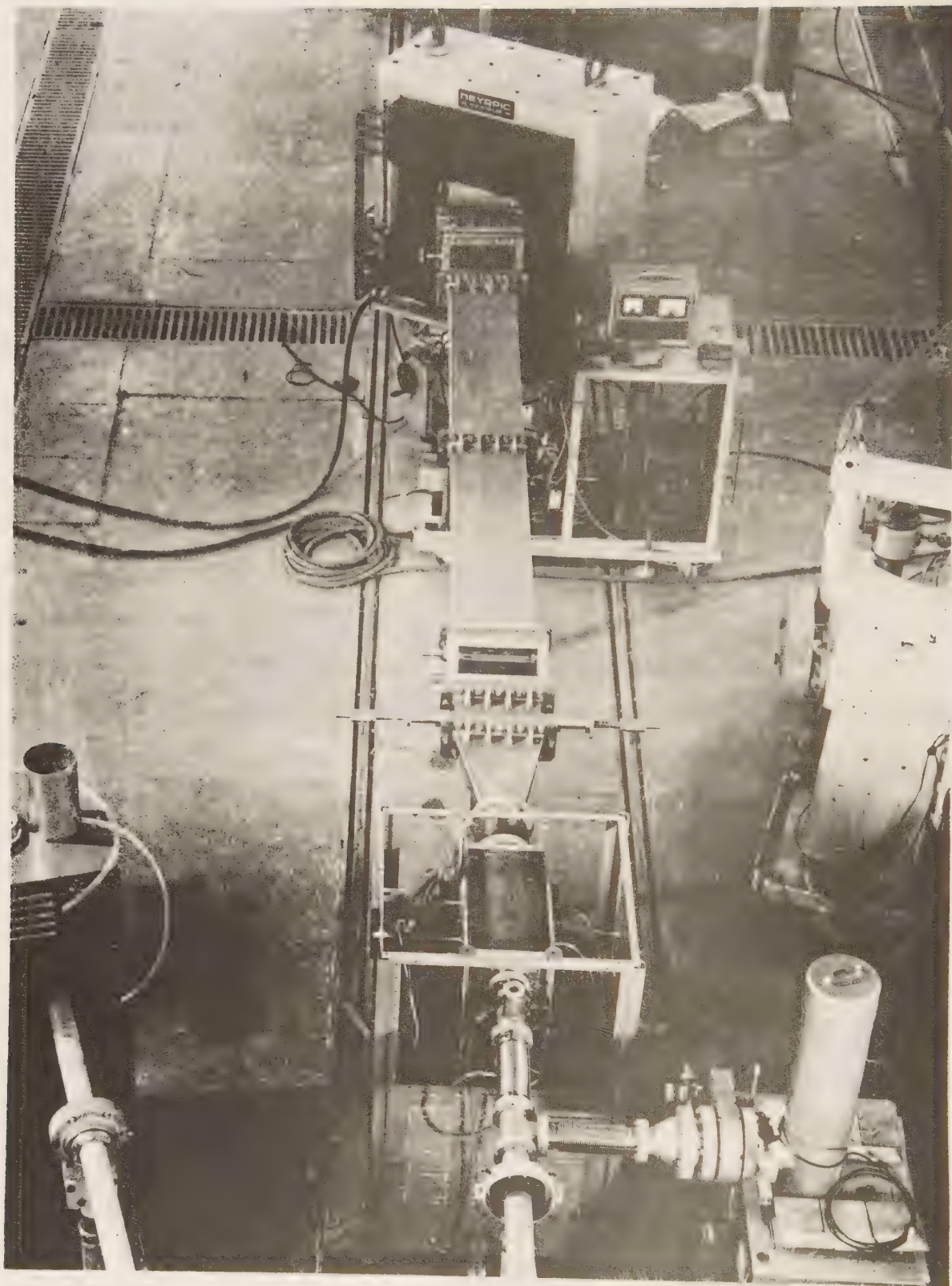


Figure 21 - Dispositif expérimental.

CHAPITRE IV

LE SYSTME DE MESURES

L'objet du système de mesures c'est d'abord la vérification du bon fonctionnement du dispositif de regroupement ; c'est ensuite l'étude expérimentale de l'influence des paramètres sur le résultat final qui doit être la disposition d'une impulsion protonique très brève et très intense.

Les problèmes de la mesure vont porter par conséquent sur deux points différents, la détermination de la durée de l'impulsion à partir de laquelle une évaluation du courant moyen de l'impulsion sera possible et la mesure proprement dite du courant de crête de cette impulsion.

I - METHODES DE MESURE

1 - Observation directe de l'impulsion

Les techniques spéciales mises en jeu par l'utilisation des méthodes dites d'échantillonnage doivent permettre, en principe, l'observation directe de l'impulsion regroupée.

Cependant il faut bien noter que la cible de mesure présente une capacité par rapport à la masse du montage qu'on peut difficilement rendre inférieure à une dizaine de picofarads. Les impédances d'entrée, soit de l'oscillographe proprement dit soit de la chaîne d'amplification si celle-ci s'avère indispensable, étant de l'ordre de 200 ohms en général, on a alors un circuit qui présente une constante de temps de deux nanosecondes.

Dans le cas d'une observation directe sans amplification cette constante de temps est pratiquement la seule dans la chaîne de mesure, mais dans l'éventualité d'une amplification de signal au moyen d'un amplificateur distribué d'une vingtaine de décibels de gain, on a alors deux nouvelles nanosecondes de temps de montée qui s'ajoutent aux autres constantes, ce qui fausse par conséquent énormément la mesure de durée et d'amplitude.

Ajoutons à ces difficultés celle de la haute fréquence de répétition de ces impulsions que ne peut accepter un oscillographe à échantillonnage on est alors dans l'obligation de prévoir un dispositif de démultiplication de fréquence pour le déclenchement, donc d'admettre des risques supplémentaires de "jitter" ou de balayage de fréquence.

Les mesures à l'oscillographe si elles sont valables dans le domaine d'une pulsation à 10^{-8} sec. deviennent extrêmement délicates quand on travaille vers 10^{-9} sec.

2 - Mesure par réaction secondaire

Il est intéressant, au contraire, comme l'ont expérimenté FLEROV et TAMANOV (13) puis plus tard ERNST et Von FOERSTER (25) de mesurer des intervalles de temps très courts, en liant ces durées à l'émission instantanée d'électrons secondaires. Ces électrons sont déviés par deux systèmes de balayage à très haute fréquence alimentés en quadrature qui impriment au faisceau électronique une trajectoire circulaire sur un écran fluorescent. Si la période est plus grande que le temps à mesurer, donc de la durée d'émission secondaire, on a une trajectoire lumineuse interrompue, dont la longueur permet la mesure souhaitée.

FLEROV et TAMANOV (13) ont appliqué cette méthode à une manipulation de pulsation par tubes de glissement (modulation de vitesse) et ont lié la durée de l'impulsion protonique à celle de l'émission secondaire obtenue sur une cible d'Aluminium.

Les électrons recueillis sont accélérés par quelques milliers de volts, focalisés par des systèmes de plaques portées à des potentiels différents et disposés de telle sorte que les trajectoires ne soient pas trop

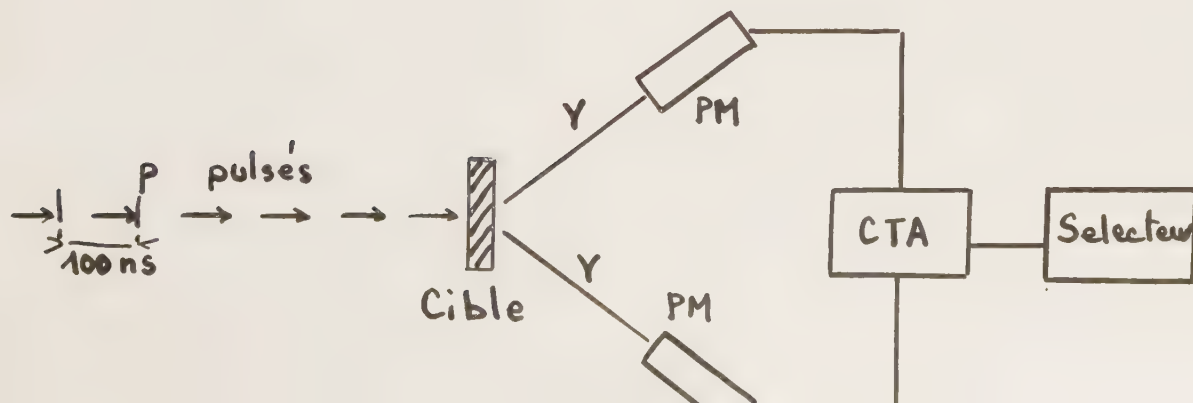
modifiées en longueur. Ces électrons sont ensuite balayés soit par des plaques d'oscillographe si la fréquence n'est pas trop élevée soit par des fils de Lecher si la fréquence dépasse plusieurs centaines de mégacycles.

Le retard qui s'établit entre l'instant où un proton heurte la cible et celui où sort l'électron secondaire émis est de l'ordre de la picoseconde (10^{-12} sec.) ainsi qu'ont pu le montrer ERNST et Von FOERSTER(25) qui ont mesuré la dispersion en temps d'une émission secondaire en utilisant précisément ces techniques de balayage à très haute fréquence au moyen de fils de Lecher.

La mise en oeuvre d'un tel dispositif présente de réelles difficultés de réalisation, en particulier le synchronisme de la haute fréquence de balayage des électrons (de l'ordre de 500 MHz) avec la fréquence de fonctionnement de la manipulation.

3 - Mesure par réaction nucléaire

Une troisième possibilité pour la mesure reste le principe d'une mesure de coïncidence rapide entre deux produits de réaction provenant de la même impulsion protonique. Ces impulsions regroupées, longues de quelques nanosecondes sont séparées entre elles par un temps de 100 ns. qui correspond à la période de fonctionnement. Supposons une réaction (p, γ) par excitation coulombienne par exemple



On dispose symétriquement par rapport à l'axe incident deux détecteurs reliés à un convertisseur temps amplitude (C T A) d'une vingtaine de nanosecondes de capacité maximum. Si deux gamma parviennent au C T A dans un intervalle de temps inférieur à 20 ns, ils proviennent de la même impulsion protonique et ont été créés dans l'hypothèse d'une durée de vie de l'état excité excessivement faible, à des époques différentes mais comprises dans la durée d'impulsion . Ainsi dès qu'un canal du sélecteur enregistre un coup, ce coup correspond à deux gamma détectés par les photomultiplicateurs mais issus de la même impulsion. En analysant le pic obtenu dont la largeur s'étendra à mi-hauteur sur plusieurs canaux, on aura la possibilité d'avoir une valeur de la résolution totale du dispositif. En étudiant ensuite la résolution propre de la chaîne de détection, on est à même de définir avec précision la valeur la plus probable de la durée de l'impulsion.

On améliore certainement cette résolution en ne conservant qu'un seul des deux détecteurs et en remplaçant l'autre chaîne du convertisseur par un signal de chronométrage dérivé directement de la haute fréquence de fonctionnement.

La réaction nucléaire peut être quelconque ; les auteurs déjà cités ont expérimenté plus volontiers cependant les réactions (p,n) ou (d,n). Ainsi CRANBERG, FARNAL et HAHN (3) ont ils mesuré leur impulsion protonique en détectant les groupes de neutrons à 0,66 MeV, 0,75 MeV ; 1,14 MeV ; 1,67 MeV et 2,08 MeV de la réaction $Mn^{55} (p,n) Fe^{55}$ avec des protons de 3,1 MeV et un détecteur situé à 1 m. de la cible. La deuxième voie du convertisseur était alimentée par un circuit de chronométrage dont les impulsions étaient issues du passage des particules elles mêmes avant la cible.

LEROY et PRELEC (26) ont testé leur dispositif de pulsation par modulation de vitesse en utilisant deux détecteurs symétriquement disposés et en étudiant la réaction $H_1^3 (d,n) He^4$. RIPOUTEAU (14) enfin a repris

la même réaction mais a détecté un seul neutron abandonnant l'autre voie neutron pour récupérer la particule alpha de recul.

Peu d'auteurs par contre ont essayé des excitations coulombiennes avec durée de vie de l'état excité extrêmement brève : Une réaction des protons sur du tantale est pourtant possible même à 1,4 MeV comme l'ont montré H. STETSON et F.K. McGOWAN (27) : trois pics caractéristiques à 137, 166 et 303 KeV, une durée de vie de l'état excité de l'ordre de 10^{-10} secondes. Pareillement, MARK et GOODMAN (28) ont étudié l'excitation de protons de 1,5 MeV sur du Vanadium 51 et ont mis en évidence un pic de 325 MeV avec un temps de vie de $1,5 \cdot 10^{-10}$ sec.

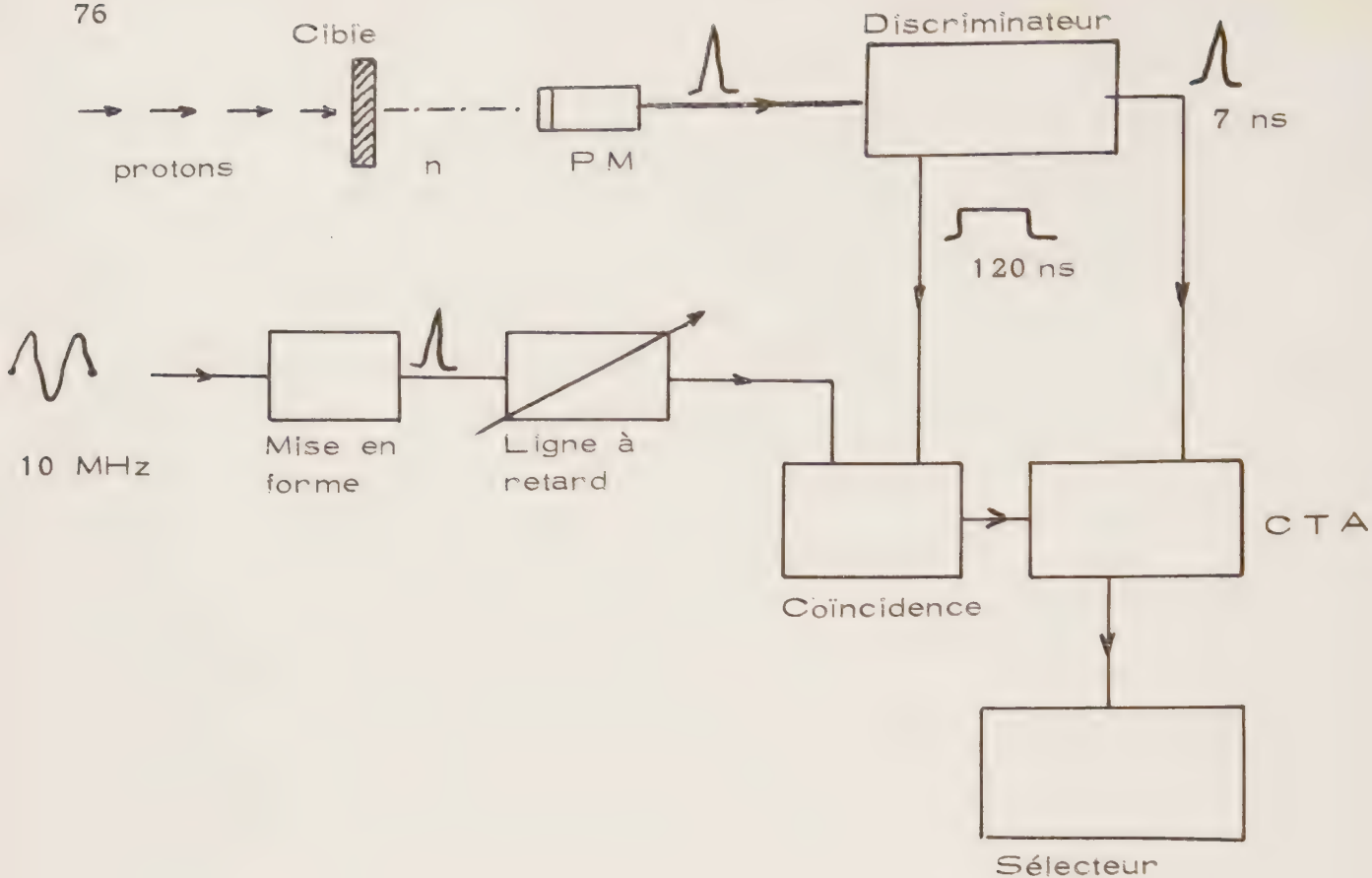
En réaction (p, γ) , il est possible d'opérer encore soit par double détection de rayonnements émis dans des directions opposées, soit par utilisation d'un signal de chronométrage à la fréquence de répétition.

Toutes ces mesures par réaction nucléaire ne permettent hélas que d'évaluer la durée la plus probable de l'impulsion obtenue après regroupement : on ne dispose d'aucun renseignement mesurable sur la valeur instantanée du courant protonique dans l'impulsion.

L'évaluation des taux de comptage peut cependant apporter une précision intéressante sur le nombre de particules constituant le "paquet" final, en ce sens qu'il est possible de déterminer un rendement global du dispositif de regroupement. Par le calcul ensuite, on pourra, compte-tenu du rendement théorique prévu, c'est à dire du nombre de particules atteignant effectivement la cible et s'y livrant à une réaction, par rapport à celui qui a pénétré dans le système, avoir une idée approximative de la valeur maximum de l'amplitude obtenue.

II - EXPERIMENTATION

En vue de procéder à l'observation et à la mesure de la résolution du dispositif de regroupement, il a été réalisé le système suivant :



1 - Montage électronique et détection

- La cible utilisée est du tritium sur titane et zirconium. Le seuil de la réaction des protons avec émission de neutrons est de 1,019 MeV ($Q = -0,764$ MeV). Pour une énergie des protons égale à 2 MeV, les neutrons détectés dans l'axe de la réaction font au maximum 1,20 MeV avec une section efficace de 0,45 barns ; pour des protons de 1,5 MeV l'énergie des neutrons est de l'ordre de 600 KeV ce qui est encore détectable avec les plastiques usuels et les photomultiplicateurs utilisés.

- Le scintillateur du détecteur est un plastique NE 150 d'un inch et demi de diamètre sur 2 inches d'épaisseur. Le détecteur proprement dit est un photomultiplicateur RADIOTECHNIQUE 56 AVP alimenté sous 2000V négatif.

- Le discriminateur rapide à seuil réglable qui suit le système de détection des neutrons permet d'éliminer d'abord dans le comptage les rayonnements gamma provenant soit du support de la cible, soit d'une action

des particules accélérées à l'intérieur de l'aimant de regroupement. Ce discriminateur délivre ensuite deux signaux différents pour la même impulsion issue du détecteur (30).

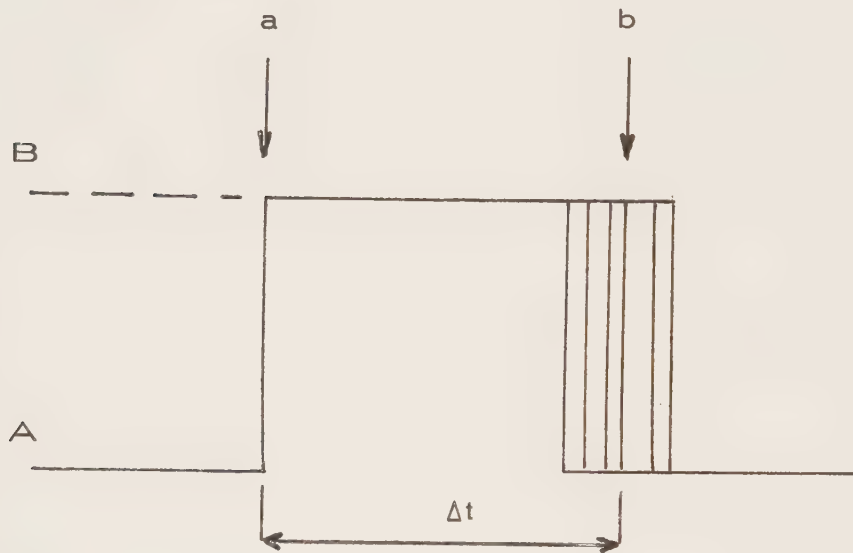
- Vers le convertisseur proprement dit, on a une impulsion courte (7 à 10 ns) de 2,5 à 3 volts d'amplitude, c'est la voie "neutron rapide".

- Vers le circuit de coïncidence qui précède le convertisseur temps-amplitude on a une impulsion longue de largeur variable et d'amplitude constante (3 v.). La largeur de la voie "neutron lent" est réglée en fonction de la haute fréquence appliquée sur la deuxième entrée du circuit de coïncidence. Pour une haute fréquence de 10 MHz, on a réglé cette impulsion "neutron lent" à 120 ns. de façon à assurer, à la fréquence du comptage, une coïncidence entre les informations du détecteur et les impulsions de chronométrage.

- Ces impulsions de chronométrage sont dérivées de la haute fréquence du balayage et ont une amplitude indépendante de la puissance de sortie de l'oscillateur de puissance. Le dispositif qui les délivre procède d'un découpage de la haute fréquence sur un câble en court-circuit après amplification importante par tubes spéciaux peu chargés (cent ohms) (29). A la sortie du circuit de chronométrage on a donc des impulsions à la fréquence de répétition de 10 MHz avec une largeur de 8 ns environ et une amplitude variable réglée à 3 v. environ.

- La ligne à retard variable qui suit le circuit de chronométrage permet d'ajuster le niveau de la coïncidence et d'assurer la conversion temps-amplitude dans la partie linéaire du dispositif de conversion. Cette ligne variable de 0 à 100 ns est réalisée par du câble 100 MD de cent ohms d'impédance caractéristique, à vitesse de propagation égale à 19,6 cm./s. Les éléments qui le constituent sont connectables au moyen de simples interrupteurs qui augmentent ou diminuent la longueur totale de câble à parcourir pour l'impulsion.

- L'ensemble du circuit de coïncidence et du convertisseur temps-amplitude constitue en réalité un même élément de réalisation, mis au point par Y. FLAMANT et L. RAIS (31); il procède du principe suivant : une diode tunnel normalement en position A passe sous l'action d'une impulsion a issue de l'étage de coïncidence à la position B. L'impulsion b issue du discriminateur la ramène à sa position initiale au bout d'un certain temps qu'on veut mesurer. La surface du rectangle limité à A,B, a et b est



proportionnelle à Δt , ce qui par intégration au niveau d'un condensateur permet de délivrer une impulsion finale proportionnelle à l'intervalle de temps Δt .

- Le sélecteur SA 40 sensible aux diverses amplitudes des impulsions délivrées par le convertisseur permet l'observation du spectre temporel réalisé à l'entrée du convertisseur. Il étale sur ses quatre cents canaux l'éventail des amplitudes qui lui sont appliquées.

2 - Etalonnage du convertisseur temps-amplitude

Durant le regroupement, les impulsions délivrées par le détecteur présentent par rapport à l'impulsion de chronométrage correspondante, une dispersion en temps, de faible valeur, qui traduit la résolution du dispositif

et l'efficacité du regroupement. Sur l'oscillogramme du sélecteur on observe alors un pic dont le maximum se situe au niveau d'un certain canal et dont la largeur à mi-hauteur fixe la grandeur à mesurer.

Au moyen de la ligne à retard variable, on fait déplacer le pic de regroupement d'un certain nombre de canaux par accroissement du retard commun à toutes les informations du détecteur par rapport au chronométrage.

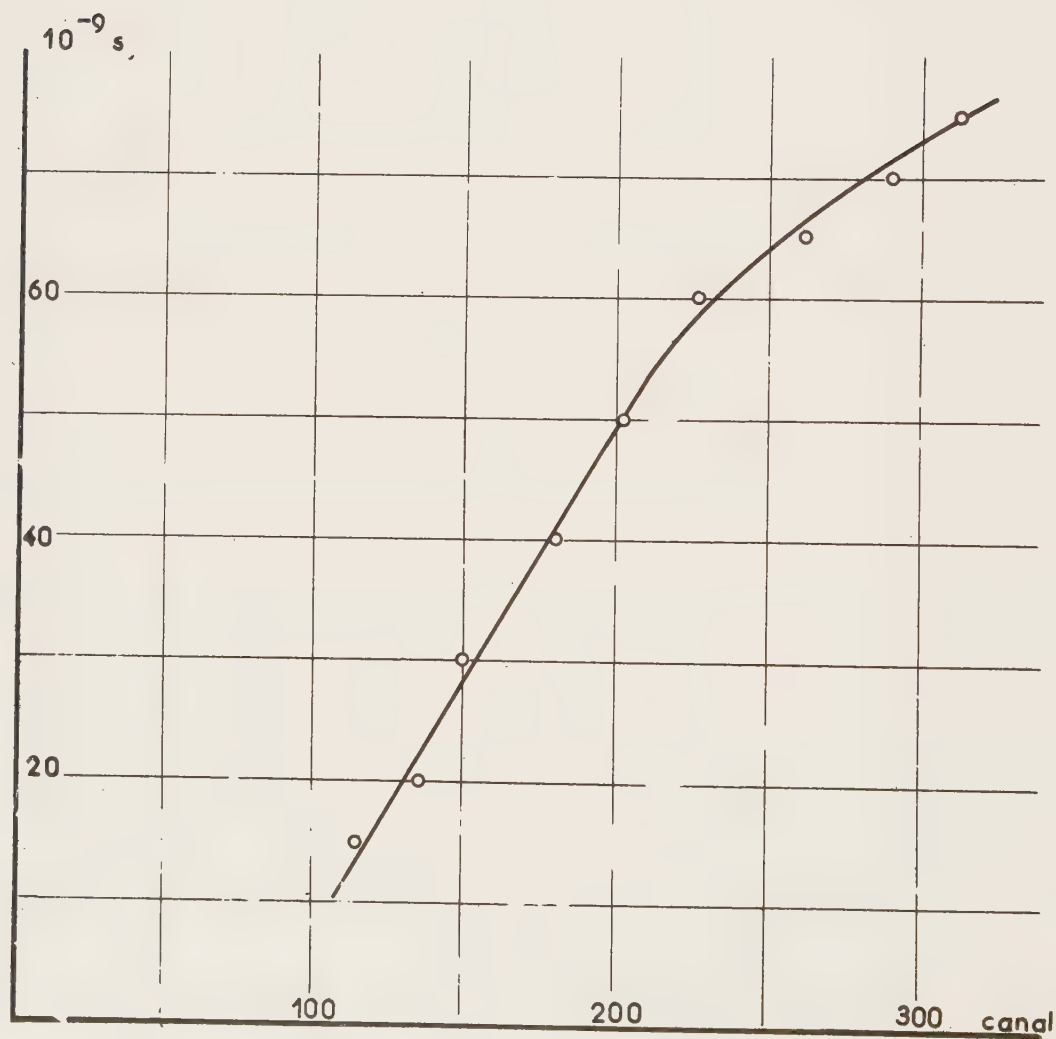
En portant en ordonnées sur un diagramme les valeurs des différents retards affichés sur la ligne et en abscisses les différents canaux où se situe le maximum du pic obtenu, on élabore ainsi la courbe d'étalonnage du convertisseur temps-amplitude (figure 22).

Cette caractéristique présente une linéarité correcte entre les canaux 130 et 220 environ avec une pente de 0,4 ns par canal environ. En deçà du canal 130, la caractéristique ne s'éloigne pas trop de la droite théorique de conversion, mais pour les valeurs élevées des canaux la saturation de la caractéristique conduit à un affaiblissement de la pente de conversion, donc à une interprétation plus optimiste des résultats.

3 - Variations du regroupement en fonction de la puissance de balayage

L'énergie des protons étant fixée à 2 MeV, nous avons observé les variations de la largeur du pic de regroupement en fonction de la puissance de sortie de l'oscillateur de balayage. Durant toutes ces mesures, la pulsation préliminaire appliquée au faisceau n'a pas été modifiée et est restée égale à 28 ns (figure 23).

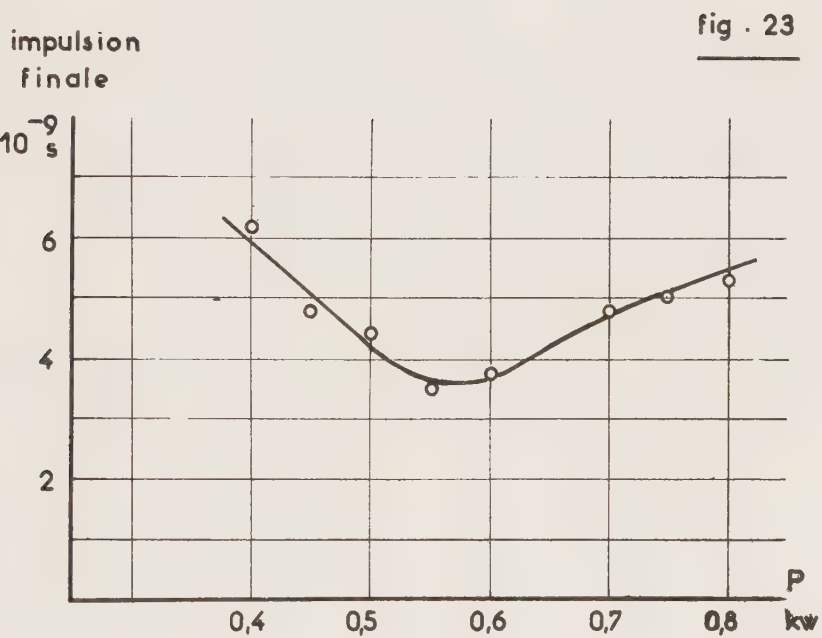
On a fait varier la puissance de sortie de l'émetteur 10 MHz autour du point de fonctionnement qui donnait une trace lumineuse de balayage à l'entrée de l'aimant de regroupement égale à 191 mm. (valeur théorique). Le minimum observé s'est trouvé légèrement décalé par rapport à ce point théorique vers une plus faible puissance de balayage (figure 23).

Etalonnage du convertisseur temps-amplitude $E_p = 2 \text{ Mev}$ Fig . 22

Variations de la puissance
du balayage

$E_p = 2 \text{ Mev}$

Impulsion initiale = 22 ns



4 - Mesure de l'impulsion de pulsation préliminaire (figure 24)

Indépendamment des variations de puissance de l'oscillateur de balayage nous avons établi les paramètres fixant la pulsation préliminaire à des valeurs telles que l'impulsion soit longue d'une trentaine de nanosecondes.

La tension continue appliquée sur les plaques de pré-déflexion s'élève à 750 V ; au point de vue haute fréquence la puissance de sortie est commandée par la tension continue des anodes des tubes d'émission et par la valeur du courant débité par les écrans de ces tubes. Ces valeurs sont fixées à 200 volts pour les anodes et à 15mA pour les écrans des QQE 06/40. Dans ces conditions le spectre obtenu (figure 24) donne une largeur à mi-hauteur pour l'impulsion de pulsation préliminaire égale à 28 ns.

5 - Mesure de l'impulsion de regroupement (figure 25)

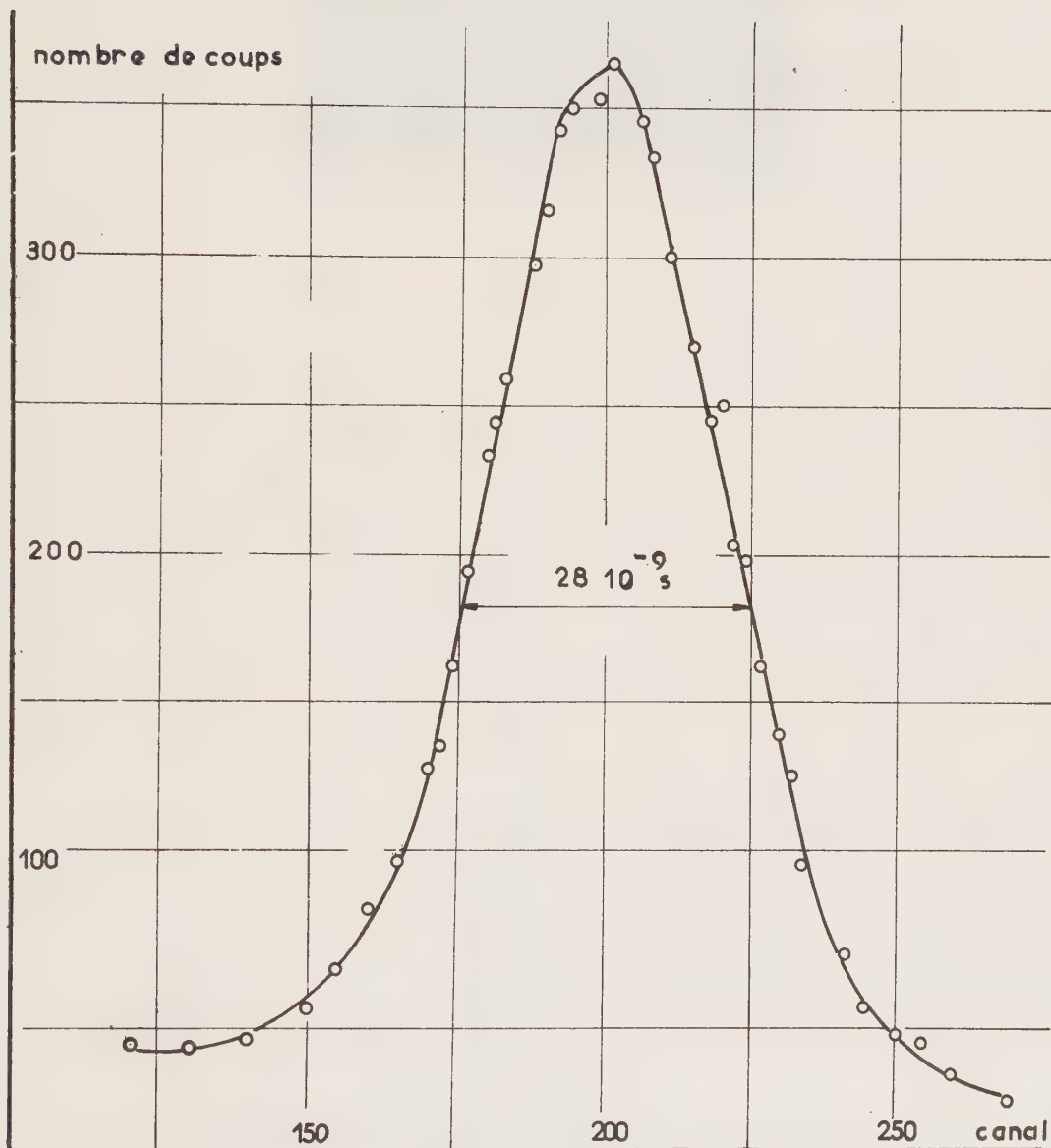
Dans ces conditions toujours, avec des protons de 2 MeV et à une puissance de sortie pour l'oscillateur égale à 550 watts, on observe et mesure la largeur du pic de regroupement obtenu.

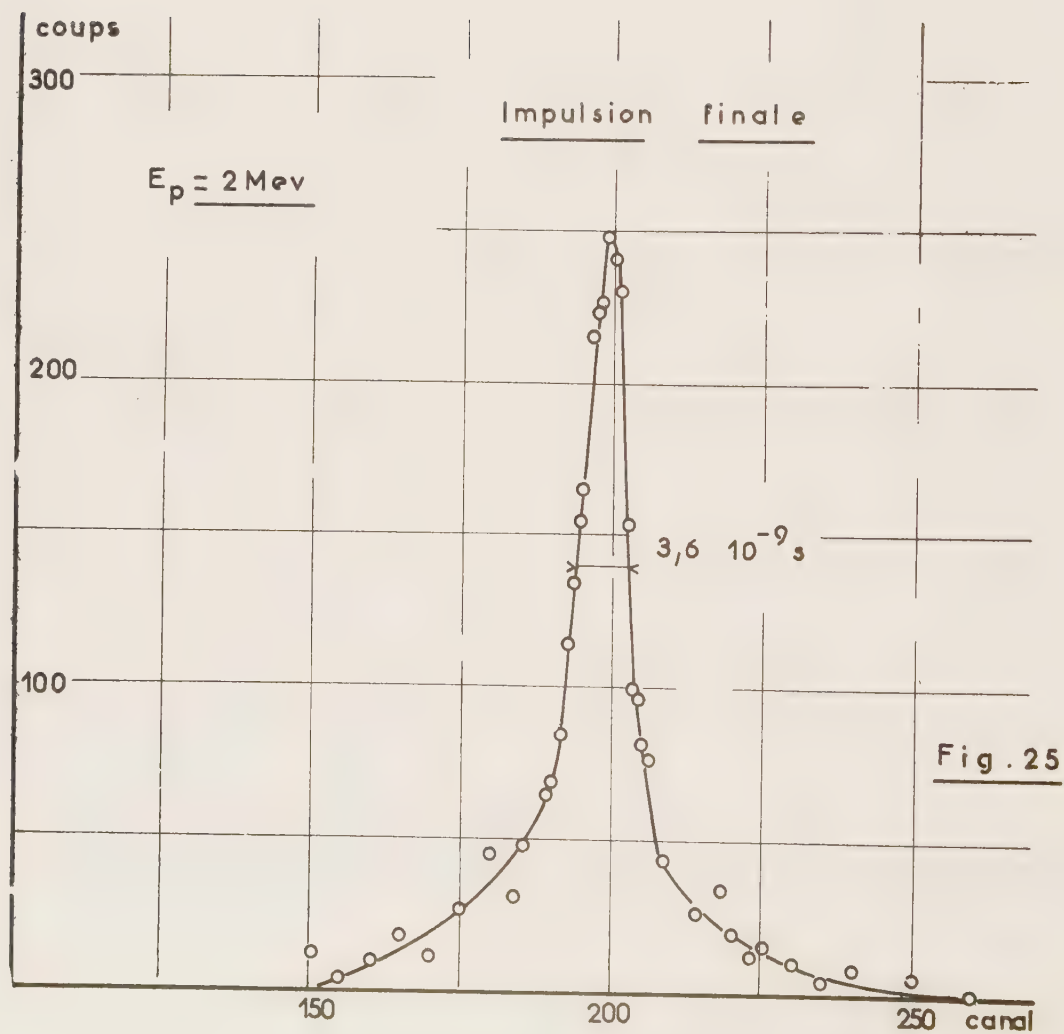
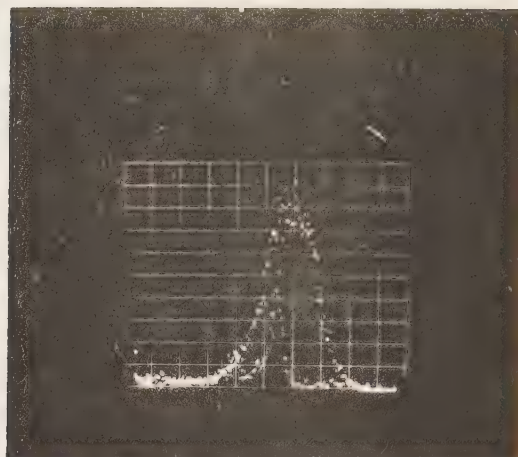
L'application de la haute fréquence conduit, malgré toutes les précautions de blindage que nous avons prises, à un accroissement du bruit de fond, ce qui nécessite un temps de comptage plus long pour mieux dissocier le pic du reste du spectre. Il est d'ailleurs possible sans accroître le temps de comptage, de réduire ce bruit de fond par comptage en soustractif, le faisceau étant interrompu à l'entrée du système et la haute fréquence étant appliquée au niveau des plaques de déflexion.

- Caractéristiques techniques :

- tension plaque des tubes d'émission P 600 A : 1500 v.
- courant plaque des P 600 A : 180 mA
- courant écran : 80 mA

L'impulsion obtenue se présente ainsi d'une durée de 3,6 ns à mi-hauteur.

Impulsion de pré-pulsation $E_p = 2 \text{ Mev}$ Fig 24



6 - Variations du regroupement en fonction de l'énergie (figure 27)

On a relevé ensuite les divers modes de regroupement que l'on pouvait obtenir pour des énergies de protons différentes. Dans chaque cas la puissance de l'oscillateur a été réglée de façon à avoir un balayage de la face d'entrée de l'aimant correspondant avec l'énergie.

Energie des protons	Temps de balayage	Puissance
2 MeV	10,8 ns	550 w.
1,8 MeV	11,4 ns	510 w.
1,6 MeV	12,1 ns	475 w.
1,4 MeV	12,1 ns	440 w.

La trace lumineuse qu'on observe à l'entrée de l'aimant représente en temps une grandeur variable avec l'énergie, mais indépendante de celle-ci si l'on considère la capacité de regroupement qui est de 21 cm. Cette capacité, elle, n'est fonction que de la géométrie de l'aimant et représente la différence de marche maximum que peut représenter un faisceau pré-pulsé à l'entrée du dispositif.

La position du point objet, centre de balayage, étant fixe quand varie l'énergie des protons, l'amplitude du balayage doit toujours être, en valeur théorique, de 191 mm à l'entrée de l'aimant de regroupement. Les tensions et courants commandant la puissance de sortie de l'oscillateur de balayage ont dans tous les cas été réglés de façon à avoir cette amplitude à l'entrée du système de regroupement.

La caractéristique ci-contre a été interrompue à 1,4 MeV car la faible section efficace de la réaction en deçà de cette valeur ne permettait plus une séparation correcte de l'impulsion d'avec son bruit de fond. Au delà de 2 MeV, ce sont des impossibilités techniques dues à la limitation des puissances mises en jeu aussi bien au niveau du balayage qu'à celui

du regroupement, qui ont empêché tout fonctionnement à des énergies supérieures.

7 - Regroupement en fonction de l'impulsion préliminaire (figure 26)

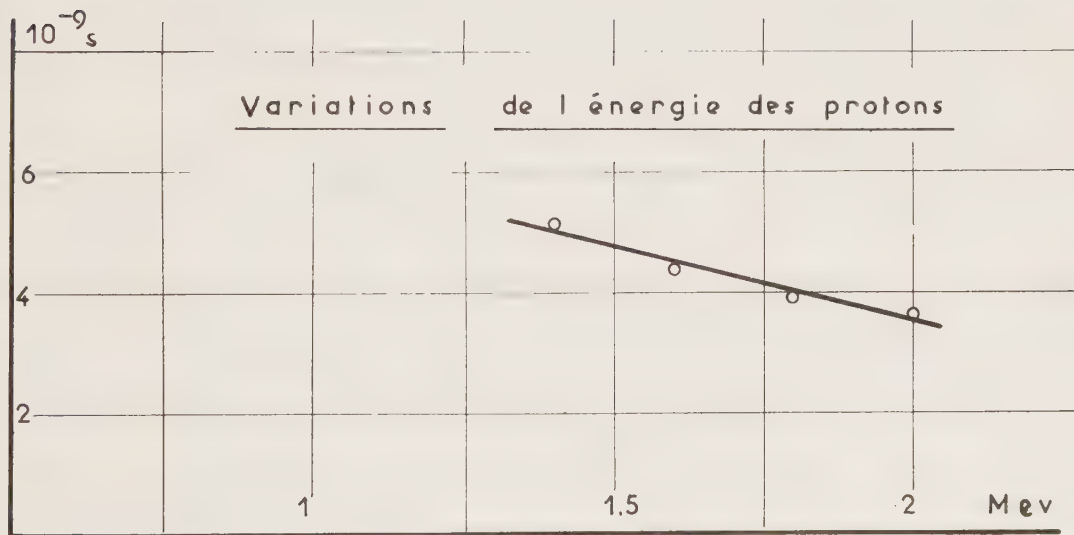
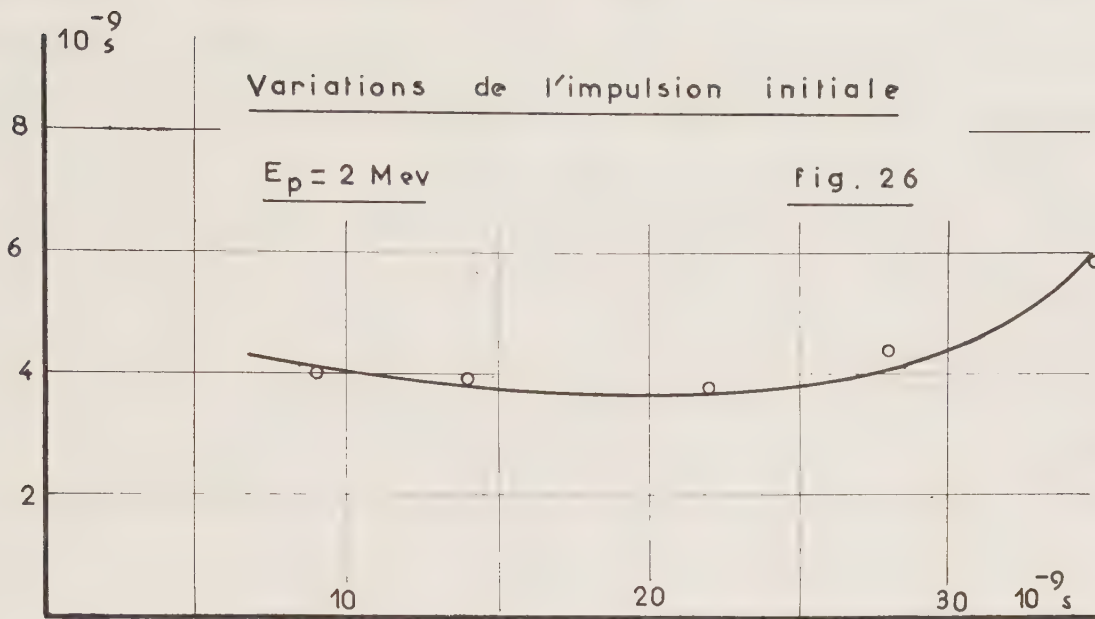
L'énergie des protons incidents étant à nouveau fixée à 2 MeV et la puissance de balayage de la déflexion réglée à 550 watts, on a cherché à voir l'influence sur le regroupement de la longueur du "paquet" admis à l'entrée. L'impulsion de pulsation préliminaire ou pré-pulsation est déterminée on le sait par l'action d'une tension continue variable à laquelle se superpose une tension haute fréquence ajustable également.

Tension continue	Tension anode tubes d'émission	Courant écran tubes d'émission	Impulsion (protons)
650 V.	150 V.	12,5 A	35 ns.
750 V.	200 V.	15 A	28 ns.
850 V.	200 V.	20 A	22 ns.
950 V.	250 V.	20 A	14 ns.
1100 V.	250 V.	20 A	9 ns.

Il n'a pas été possible de réduire davantage la durée de l'impulsion de pulsation préliminaire d'une part en raison de l'absence de toute focalisation axiale quand le faisceau n'est pas balayé et aussi d'autre part en raison de la nécessité d'assurer un taux de comptage suffisant pour dégager le pic de regroupement de son bruit de fond.

III - INTERPRETATION DES RESULTATS

On peut s'attacher dans l'interprétation des résultats, à dégager deux choses, d'une part le rendement de l'opération de regroupement, d'autre part, la résolution proprement dite de l'appareillage.

fig. 27

a) Rendement

Dans l'impossibilité de définir par l'expérimentation la valeur de crête de l'impulsion protonique obtenue après regroupement, on s'efforce de déterminer ou d'évaluer le rendement moyen en particules du dispositif.

En théorie d'abord, sur cent particules qui abordent le système, en amont de la pulsation préliminaire, il en parvient 10,8 sur la cible pour une énergie de 2 MeV, 11,4 pour 1,8 MeV 12,9 pour 1,4 MeV. Ces valeurs correspondent au temps de balayage à l'entrée de l'aimant, temps fixé par les 21 cm de capacité du regroupement. Pour fixer ce temps de balayage on se sert des longueurs des traces lumineuses produites par le faisceau en deux points du cône de balayage. On définit alors deux angles de balayage : l'un total correspondant à la 1/2 période de fonctionnement, l'autre utile correspondant au temps de balayage.

On connaît la loi de balayage $\theta = f(t)$, on peut donc par le rapport des deux traces lumineuses déterminer la valeur de ce temps de balayage.

Les rendements théoriques totaux s'établissent donc aux valeurs suivantes pour les différentes énergies : 10,8 % pour 2 MeV, 11,4 pour 1,8 MeV ; 12,1 % pour 1,6 MeV et 12,9 pour 1,4 MeV.

En cours d'expérimentation, il est possible soit par des mesures de courant, soit mieux par des temps de comptage correspondants, d'évaluer d'abord un rendement global considérant les particules au départ et celles qui ont produit la réaction, ensuite un rendement partiel intéressant les seules pulsations préliminaire et fondamentale. La mesure a été faite pour 2 MeV et a donné les résultats suivants :

- Rendement de la pré-pulsation : 28 %
- Rendement du regroupement pré-pulsation : 25 % environ
- Rendement global du regroupement : 7 % environ

L'évaluation du rendement du regroupement par rapport à la pré-pulsation se fait en considérant les spectres correspondant aux deux phénomènes et en déterminant approximativement le total des coups enregistrés

par le sélecteur durant des temps de comptage égaux.

b) Résolution

Elle est fonction semble-t-il à la fois de l'énergie des particules incidentes, et de la durée de l'impulsion préliminaire, bien qu'en théorie ces paramètres ne jouent pas. Il est évident cependant qu'à une énergie donnée il correspond une impulsion préliminaire qui donne une résolution meilleure pour le regroupement. A chaque énergie en effet il existe pour tous les paramètres une valeur dont l'ensemble assure un maximum de résolution et définit le fonctionnement du système pour une énergie donnée.

L'interprétation de la résolution mesurée pour 2 MeV peut paraître plus optimiste si comme certains auteurs déjà cités (14) on dissocie de ce résultat les élargissements dus à toutes sortes de causes plus ou moins liées aux aberrations dont on a parlé.

Ainsi comme CRANBERG et HAHN (3) on peut dresser un tableau de toutes les causes d'élargissement ou d'étalement dans le temps et tenir compte par exemple des fluctuations d'énergie de l'accélérateur qu'ils évaluent à 0,2 %, de l'effet d'accélération linéaire qu'arbitrairement ils fixent à 0,4 %, des divergences du faisceau avant et après regroupement, ou alors d'autres imprécisions apportées soit par la cible ou par l'épaisseur du détecteur (2 inches).

On a déjà parlé de la plupart des causes d'imprécisions à propos des aberrations et comme de toutes façons, il est impossible de s'en affranchir lors d'éventuelles expérimentations de neutronique, il est bon de donner comme nous l'avons fait une résolution totale pour l'ensemble du dispositif de pulsation et pas seulement pour le principe de regroupement.

RIPOUTEAU (14) a de son côté tenté de montrer à partir de considérations statistiques qu'en fait la longueur à mi-hauteur du paquet d'ions est inférieure à la valeur trouvée sur le pic du spectre enregistré. Pour cela il suppose que la forme du paquet est gaussienne et qu'elle s'

exprime en fonction du temps par :

$$f(t) = A \exp(-t^2/a^2)$$

Il suppose d'autre part que la courbe de coïncidences pour phénomènes simultanés est également gaussienne de la forme $P(t) = B \exp(-t^2/b^2)$. Dans ces conditions la courbe de coïncidences obtenue est :

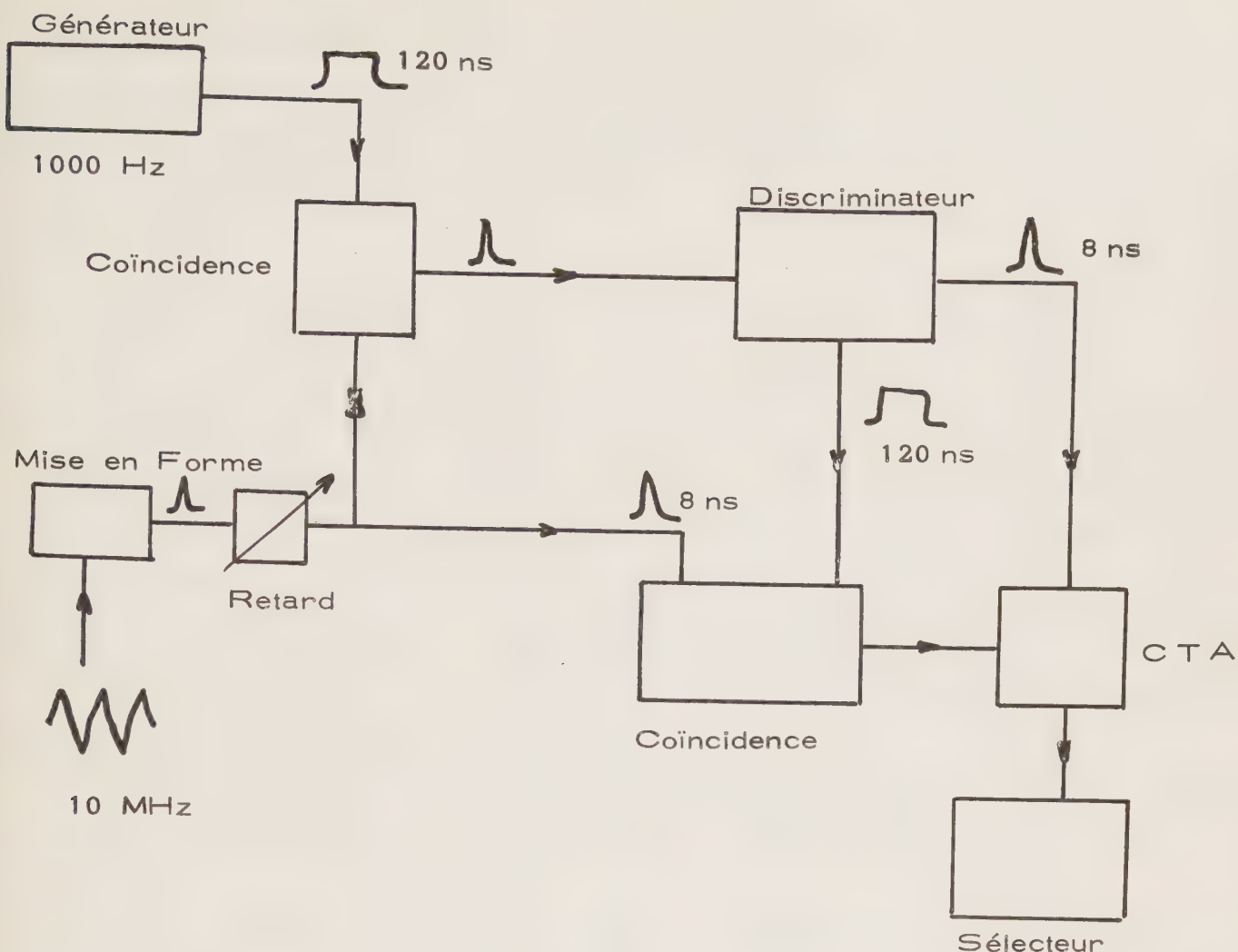
$$F(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(\theta+\tau)^2}{b^2}\right) d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{t^2}{a^2}\right) \times \exp\left[-\frac{(t+\tau)^2}{a^2}\right] dt$$

où la deuxième partie de l'intégrale représente la probabilité de détecter un neutron avec un retard τ sur la deuxième voie du convertisseur. Il obtient alors : $F(\theta) = C \exp(-\theta^2/c^2)$ avec $c^2 = 2a^2 + b^2$ soit $a = \sqrt{(c^2 - b^2)/2}$

les quantités a, b, c , étant proportionnelles aux largeurs à mi-hauteur α, β, γ des différentes courbes $f(t), P(t)$ et $F(\theta)$.

La résolution propre du dispositif électronique de détection et de comptage s'obtient expérimentalement en faisant emprunter les deux voies de détection par la même impulsion calibrée. On réalise le schéma suivant légèrement modifié du système de mesure :

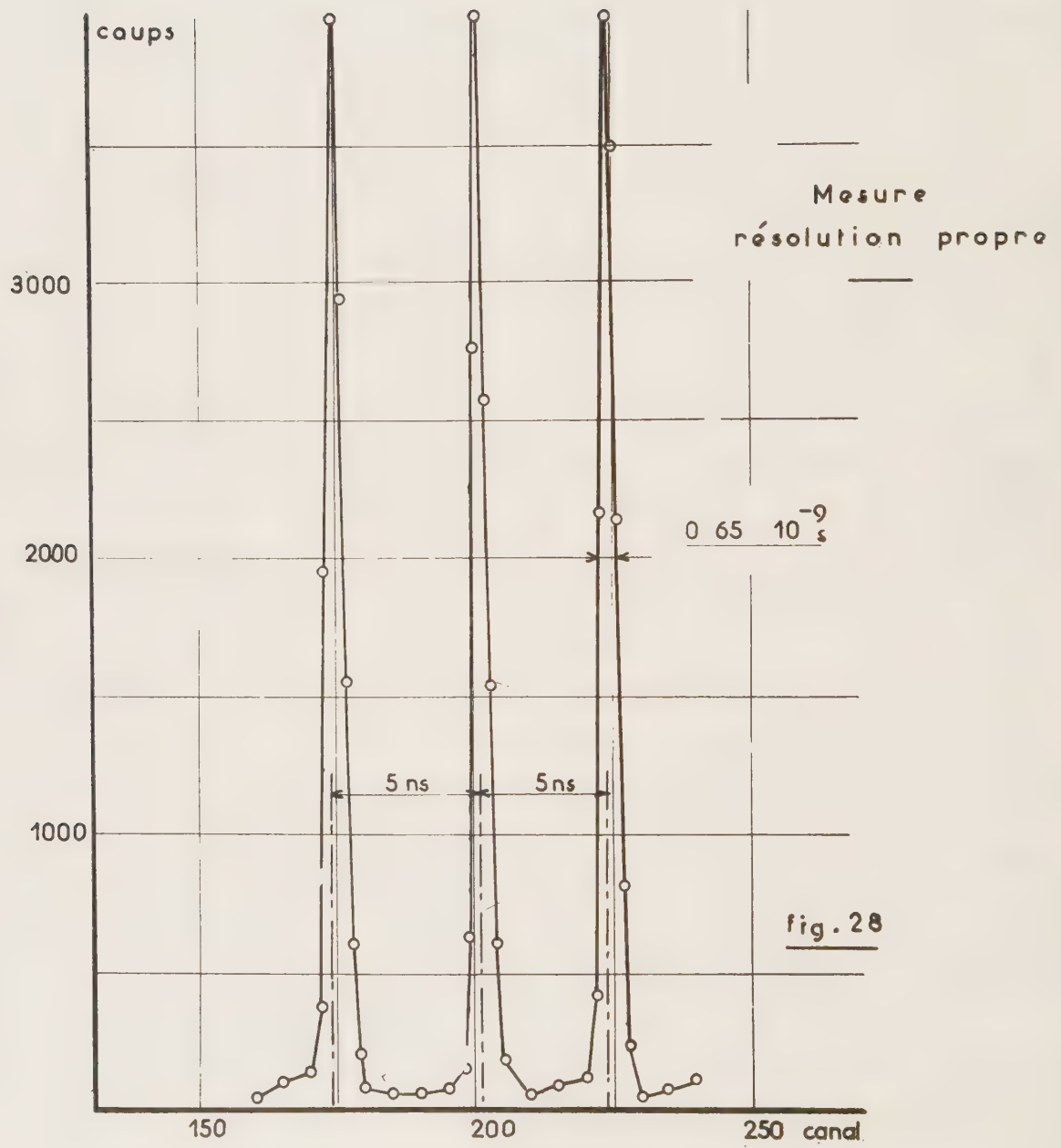
La voie neutron est remplacée par le train des impulsions de chronométrage mais la fréquence de répétition est sur cette voie beaucoup plus faible que sur l'autre. La fréquence est fixée par le générateur basse fréquence qui délivre les signaux de porte permettant au niveau du circuit de coïncidence de laisser passer les impulsions de chronométrage mais à 1000 Hz seulement.



Le pic obtenu sur le sélecteur peut être déplacé par variation de la ligne à retard ce qui permet, à partir de l'étalonnage de cette ligne de mesurer la largeur à mi-hauteur de ce pic. On a obtenu une résolution propre électronique de 0,65 nanoseconde (figure 28).

Pour avoir β (courbe de coïncidences pour phénomènes simultanés) il convient cependant de considérer l'ensemble de la détection, c'est à dire l'électronique plus le système de détection des neutrons. Cette détection se fait dans un scintillateur qui a une longueur de 5 cm environ. La scintillation peut donc se produire durant tout le passage du neutron dans le détecteur. L'erreur introduite est donnée en temps par la relation :

$$t(\text{mps}) = \frac{72,3 L (\text{mètres})}{\sqrt{E} \text{ MeV}}$$



Pour des neutrons de 1,2 MeV, on a : $t = 3,3 \text{ ns}$

La probabilité de scintillation et surtout de détection de scintillation est cependant plus forte dans la partie centrale du détecteur, aussi pondère-t-on généralement la relation ci-dessus par un facteur $1/2$ et devient égal à 1,6 ns.

$$1/2$$

On a dans ces conditions : $\beta = \left(1,6^2 + 40,65^2 \right)^{1/2} = 1,72 \text{ ns}$.

β de la façon dont nous venons de le calculer dépend de l'énergie des neutrons de la réaction, donc de l'énergie des protons incidents. On peut voir ses variations sur la courbe qui donne la valeur du regroupement en fonction de l'énergie des protons. Dans l'hypothèse d'un regroupement parfait cette courbe serait une droite horizontale. On observe cependant une amélioration du résultat avec l'accroissement de l'énergie ce qui est compatible avec une amélioration de la résolution de détection β .

Dans ces conditions, on peut calculer pour des protons de 2 MeV, exemple de fonctionnement, la valeur de α . Elle est donnée par :

$$\alpha = \sqrt{(\gamma^2 - \beta^2)/2} \quad \text{soit} \quad \alpha = 2,4 \cdot 10^{-9} \text{ secondes.}$$

Cette résolution traduit donc la dispersion en temps des particules qui constituent l'impulsion finale obtenue en fin d'extension. Elle est donnée pour la seule fonction de regroupement et ne tient pas compte par conséquent de la précision du procédé de mesure de l'impulsion finale.

CONCLUSION

Le dispositif de pulsation par regroupement magnétique que nous avons réalisé permet donc l'utilisation d'un faisceau constitué d'impulsions de durée inférieure à 3 nanosecondes et de courant moyen voisin de $20 \mu A$, au maximum des possibilités de l'accélérateur Van de Graaff.

Ces résultats sont intéressants pour les expérimentations de neutronique où le dispositif de pulsation doit être utilisé : en effet dans des mesures de spectrométrie par temps de vol où les durées de parcours sont de l'ordre de 80 à 100 ns (base de temps de 5,5 m pour des neutrons de 15 MeV) l'instant de production du neutron est défini à la durée de l'impulsion protonique près. On est également en mesure ainsi de dire quelle est l'origine du neutron dont on enregistre l'arrivée au détecteur, quelques cent nanosecondes après le "top" de chronométrage qui indique les départs. Ceci élimine du même coup toutes les causes d'erreurs qui dans les méthodes précédemment utilisées provenaient de la réflexion des neutrons sur les murs de la salle ou de l'imprécision de détection de la particule associée au départ du neutron.

L'amélioration apportée par la pulsation dans ce genre de mesures, permet également de modifier la façon d'opérer ; ainsi est-il possible d'effectuer simultanément des mesures de temps de vol dans plusieurs directions, ce qui, à pareil taux de comptage, réduit considérablement le temps d'expérimentation et élargit le domaine des recherches entreprises.

Le faisceau pulsé, tel qu'il se trouve à la disposition de l'utilisateur, à la sortie du système, présente cependant encore quelques inconvénients ; la fréquence de répétition est élevée et le temps de repos de 100 ns

entre chaque impulsion est trop important pour de grands temps de vol possibles. En outre, le faisceau présente à son arrivée sur la cible une forte convergence ce qui apporte de la dispersion dans le flux secondaire et de la complication dans le traitement mathématique de la réaction. Il est possible certes d'éloigner cette cible de la face de sortie du secteur magnétique (action des faces tournantes), mais alors il s'avère nécessaire de disposer des éléments de focalisation entre l'aimant et la cible, ce qui risque d'apporter des altérations aux qualités du faisceau regroupé.

Il est souhaitable également que les performances de la pulsation puissent être améliorées afin d'une part de se rapprocher le plus possible des valeurs du rendement théorique et d'autre part de réduire encore l'impulsion obtenue. Le rendement pourra être amélioré en dimensionnant un aimant présentant une capacité de regroupement supérieure aux 21 cm. actuels. En se limitant à une seule énergie de faisceau, il sera possible de déterminer une fréquence telle que le rendement théorique soit voisin de 0,5. De par le principe de la méthode, ce rendement sera toujours en effet, inférieur à 50 %.

On améliorera le résultat final en opérant aussi une pré-pulsation bien meilleure que celle qui a été réalisée ici. Les difficultés proviennent dans notre réalisation de l'énergie et de la définition du diaphragme ; en effectuant cette pré-déflexion au niveau de la source même de l'accélérateur, il est alors possible d'imaginer un faisceau présentant à l'entrée du système des qualités propres à une bonne résolution. Cette résolution enfin sera d'autant meilleure qu'on pourra envisager la construction d'un aimant de regroupement adapté au balayage sinusoïdal de la déflexion, c'est à dire présentant des particularités de forme et de champs locaux susceptibles de rendre l'onde sortante du faisceau absolument plane et parallèle à la cible ou au plan frontal du détecteur.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 G.K. O'NEIL
Phys.,Rev., 92, 853, (1953)
- 2 D.B. JAMES, P.B. TRACY
Proc.Phys.Soc., A/64, 847 (L), (1951)
- 3 L. CRANBERG, R.A. FERNALD, F.S. HAHN
Nucl.Instr.Meth., 12, 335, (Juil.1964)
- 4 A. BLANC-LAPIERRE, P. DUMONTET
C.R.A.S., 25 Juillet (1960) 250, n° 7, 1216
- 5 J. LALANDE
Rapport C.E.A., N° 2039, (1961)
- 6 K.H. BECKURTS
Nucl.Instr.Meth., 11, 144-168, (1961)
- 7 Jan FLINTA
Nucl.Instr.Meth., 2, 219, (1958)

R. PAULI, J. FLINTA
Nucl.Instr., 2, 227, (1958)
- 8 W.M. GOOD, J.H. NEILER, J.H. GIBBONS
Phys.Rev., 109, 926, (1958)
- 9 C.M. TURNER, S.A. BLOOM
Rev.Sci.Instr., 29, 480, (1958)

C.M. TURNER, E.J. ROGERS
Rev.Sci.Instr., 24, 806, (1953)
- 10 G. BOUGNOT, J.J. SAMUELI, A. SARAZIN, R. GALIANA
J.Phys.Rad., 22, suppl. 11, p. 145-8A (1961)
- 11 M. BIRK, G. GOLDRING, Y. WOLFSON
Phys.Rev., 116, 730, (1959)
- 12 L. CRANBERG, J.S. LEVIN
Phys.Rev., 103, 343, (1956)

- 13 M.N. FLEROV, E.A. TAMANOV
J.Nucl.Energy, 91, (Nov.1958)
- 14 F. RIPOUTEAU
Thèse Ing.Doc., Grenoble, Mai 1962
- 15 F.L. SHAPIRO
Inst. Exp. Tech., 1,33, (1957)
- 16 KANE
Conf.Belgrade Nucl.Elect., III, 345, (1961)
- 17 R.C. MOBLEY
Phys.Rev., 88, (1952, Oct.15)
- 18 L. CARTAN
J.Phys.Rad., 8, 454, (1938)
- 19 K. PRELEC
Rapport C.E.A., N°1679, p.49, (1960)
- 20 KRAFT
Rapport C.E.A., N°1448, (1960)
- 21 CROSS
Rev.Sci.Inst., 22, 717, (1951)
- 22 R.E. HOLLAND
Nucl.Instr.Meth., 12, 103, (1961)
- 23 BELBOECH, BOUNIN, PROCA
J.Phys.Rad., 21,489, (1960)
- 24 R.J. CONNOR
Nucl.Instr.Meth., 11,122,(1961)
- 25 E.W. ERNST, H. VON FOERSTER
Rev.Sci.Instr., 25,649, (1954)
- 26 LEROY, PRELEC
J.Phys.Rad., 21, p.393, (1960)
- 27 E.H. STELSON, F.K. McGOWAN
Phys.Rev., 99,112,(1955)
- 28 MARK, McCLELLAND, GOODMAN
Phys.Rev., 98, 1245, (1955)
- 29 A. SARAZIN, J.J. SAMUELI
J.Phys.Rad., vol.21,390, (1960)
- 30 Y. FLAMANT, J.LACHKAR, R. BARJON
J.Phys.Rad., 24,19/A, (1963)
- 31 Y. FLAMANT, L. RAIS
Com.Int.Inst.Etud.Nucl.Alger, Juin 1963

Vu :

Les Membres du Jury

A. SARAZIN

J. DEPRAZ

L. FEUVRAIS

Vu et Approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer

Lyon, le 3 Juillet 1964

Le Recteur
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

